



**HAL**  
open science

# Limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs HTC

Didier Buzon

► **To cite this version:**

Didier Buzon. Limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs HTC. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2002. Français. NNT : . tel-00004211

**HAL Id: tel-00004211**

**<https://theses.hal.science/tel-00004211>**

Submitted on 19 Jan 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

N° attribué par la bibliothèque  
/ / / / / / / / / / / / / / / / / / / /

**THESE**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INPG**

**Spécialité : Génie Electrique**

préparée au **Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble**  
et au **Centre de Recherches sur les Très Basses Températures**

dans le cadre de

**l'Ecole Doctorale Electronique Electrotechnique Automatique Télécommunications Signal**

présentée et soutenue publiquement

par

Didier Buzon

le 30 Septembre 2002

**Titre :**

**Limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs HTc**

---

**Directeur de Thèse :**

Pascal TIXADOR

---

**JURY**

M.	François FOREST	, Rapporteur
M.	Abderrezak REZZOUG	, Rapporteur
M.	Pascal TIXADOR	, Directeur de thèse
Mme.	Laureline PORCAR	, Examineur
M.	Michel DECROUX	, Examineur
M.	Nouredine HADJ-SAID	, Examineur

**THESE**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INPG**

**Spécialité : Génie Electrique**

préparée au **Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble**  
et au **Centre de Recherches sur les Très Basses Températures**

dans le cadre de

**l'Ecole Doctorale Electronique Electrotechnique Automatique Télécommunications Signal**

présentée et soutenue publiquement

par

Didier Buzon

le 30 Septembre 2002

**Titre :**

Limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs HTc

---

**Directeur de Thèse :**

Pascal TIXADOR

---

**JURY**

M. François FOREST	, Rapporteur
M. Abderrezak REZZOUG	, Rapporteur
M. Pascal TIXADOR	, Directeur de thèse
Mme. Laureline PORCAR	, Examineur
M. Michel DECROUX	, Examineur
M. Nouredine HADJ-SAID	, Examineur



# Merci

---

## *J'adresse mes remerciements*

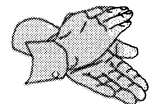
À Mr **B. HEBRAL** ex-directeur du Centre de Recherche sur les très basses Températures et Mr **J.P. ROGNON**, directeur du Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble pour m'avoir accueillis au sein de leurs laboratoires respectifs. Je tiens également à remercier Mr **R. TOURNIER** pour m'avoir ouvert les portes du CRETA.

Aux membres du jury pour avoir accepté de juger le travail et les résultats obtenus à l'issu de cette thèse.

Mr **P. TIXADOR**, directeur de recherche au CNRS et directeur de cette thèse, pour m'avoir proposé ce thème de recherche. Je lui suis très reconnaissant. Sa grande disponibilité, les connaissances qu'il m'a fait partagé et son esprit d'entreprise m'ont été très précieux.

Mme **L. PORCAR**, chargée de recherche au CNRS, pour avoir co-encadré cette thèse. J'ai beaucoup appris de nos discussions scientifiques et je la remercie en particulier pour les intuitions de Physique qu'elle a tenté de me faire partager.

Ils étaient tous deux très présents, lors des expérimentations et discussions :



Mr **M. DECROUX**, chercheur au sein du DPMC à l'Université de Genève pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury et Mr **N.HADJ-SAID**, professeur à l'INPG, pour avoir participé à ce même jury.

Mr **F.FOREST**, professeur à l'Université de Montpellier 2, et Mr **A.REZZOUG**, professeur à l'Université H.Poincaré, pour s'être intéressés à ce travail et avoir accepté d'en être les rapporteurs.

À **Mr D. ISFORT**, **Mr X. CHAUD** et **Mr C. PEROZ** sans lesquels cette thèse aurait été bien pauvre car sans échantillons à tester, à caractériser et à brûler.

À **Mr D. BOURGAULT**, **Mr G. DONNIER-VALENTIN**, **Mr E. FLOCH**, **Mr D. ISFORT**, **Mlle I. KLUTSCH**, **Mr E. MENDOZA**, **Mr C. PEROZ** avec qui de nombreuses démarches expérimentales et réflexions ont été menées à bien, le plus souvent dans la bonne humeur.

À **Mme S. PAVART** (CNRS / Schneider Electric), **Mme C. VILLARD** (CRTBT), **Mr J. BACH** (Schneider Electric), **Mr D. BOURGAULT** (Laboratoire de Cristallographie), **Mr T. FOURNIER** (CRTBT), **Mr J. E. FRAYSSINES** (LEMD), **Mr P. LOMBARD** (CEDRAT), **Mr E. OYARBIDE** (Université de Mondragon), **Mr R. TOURNIER** (Laboratoire de Cristallographie) et **Mr E. VINOT** (LEG) pour les informations, lumières et aides qu'ils m'ont apporté dans les différents domaines liés à cette thèse.

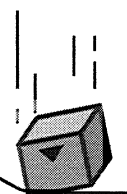
Aux services techniques et administratifs du **CRTBT** pour leur aide et leur disponibilité.

À la **Communauté Européenne** pour avoir soutenu ce travail et à la société **SCHNEIDER ELECTRIC** pour nous avoir donné l'accès à leurs dispositifs de test sous moyenne tension.

Enfin, je tiens à remercier les membres de la **Tix'Team** qu'ils soient permanents ou en transit et qui ont rendu cette thèse humainement très enrichissante. Je tiens également à remercier les membres du **CRETA** pour la très bonne ambiance qu'ils savent y entretenir.

Merci aux **Strock♥s** d'avoir été là au bon moment et à leur catalyseur et révélateur **Hervé**.

Merci aux membres de ma **famille** et à mes **proches** pour tant d'autres choses.



# Préface

---

Ce mémoire de thèse entre dans une étude plus large visant au développement des matériaux supraconducteurs à Haute Température Critique (HTc) pour le Génie Électrique.

Dans la plupart des applications de l'électrotechnique (câble, moteur, transformateur...), l'utilisation de matériaux supraconducteurs est susceptible d'être bénéfique en termes de poids, de volume et de rendement. Deux autres applications ne pouvant pas être réalisées à l'aide de conducteurs conventionnels rendent les matériaux supraconducteurs attractifs. Les pertes générées au sein des supraconducteurs sont négligeables et la première application est vouée au stockage d'énergie (Superconducting Magnetic Energy Storage (S.M.E.S.)). L'utilisation de tels dispositifs s'avère particulièrement intéressante pour permettre la continuité de l'alimentation électrique de sites sensibles. La limitation de courant de défaut par transition naturelle du matériau supraconducteur constitue l'autre application électrotechnique spécifique. Celle ci permettrait de densifier les réseaux de distribution électrique et donc d'améliorer la qualité de l'énergie fournie. Ce mémoire est consacré à l'étude de cette application support.

Le limiteur de courant se fonde sur le principe suivant : Lorsque le courant devient anormalement élevé, la transition de l'état supraconducteur vers un état fortement dissipatif permet l'insertion d'une impédance dans un circuit électrique et donc la limitation du courant. Le limiteur de courant supraconducteur ne possède pas d'équivalent en technologie conventionnelle dans le domaine de la haute tension.

La limitation de courant à partir de supraconducteurs métalliques à basse température critique (BTc) a depuis longtemps été envisagée [1]. Cependant, pour des raisons économiques (cryogénie à l'hélium liquide) cette solution n'a pas été développée au niveau industriel. L'apparition de céramiques supraconductrices à haute température critique (HTc) [2] utilisables à l'azote liquide et la possibilité de

réaliser des conducteurs de grande longueur permet à nouveau d'envisager la réalisation industrielle d'un limiteur de courant. Bien que les techniques de synthèse utilisées ne soient pas encore parvenues à maturité, les conducteurs obtenus permettent d'évaluer les caractéristiques électriques du limiteur de courant.

L'objectif de ce mémoire est de présenter ces caractéristiques et de rendre compte des différentes avancées scientifiques réalisées. Le premier chapitre de ce mémoire décrit brièvement la supraconductivité dans les matériaux HTc et l'application support. Le chapitre suivant a pour but de présenter l'environnement expérimental utilisé dans le cadre de cette étude. Ensuite, le comportement des différents supraconducteurs HTc pour la limitation de courant est analysé et fait l'objet du chapitre III. En particulier ce chapitre rend compte des caractéristiques du matériau YBCO mono-domaine à une température d'emploi proche de sa température critique. Le chapitre IV traite de l'ensemble des travaux de modélisation numérique qui ont été menés pour compléter cette étude. L'utilisation de matériaux massifs introduit l'existence de mécanismes de diffusion magnétique et thermique au sein du conducteur. Une présentation des différents mécanismes dynamiques pouvant être observés durant la transition de ces conducteurs massifs est proposée au chapitre V. Enfin, une analyse des résultats obtenus sur un démonstrateur 1kV/100A fait l'objet du dernier chapitre.

Cette étude a été soutenue et largement influencée par le projet européen B.Y.F.A.U.L.T.

Enfin, je souhaite souligner le fait que les matériaux actuellement envisagés pour cette application sont les céramiques HTc mais que ceci pourrait être remis en question à long terme grâce à l'émergence de nouveaux matériaux. Afin de justifier ce point, je rappellerai simplement que durant la seule durée de cette thèse, des découvertes importantes ont été réalisées dans ce domaine de la supraconductivité (Émergence du matériau MgB<sub>2</sub>, supraconducteur BTc ayant une température critique particulièrement élevée [3], synthèse du premier polymère organique supraconducteur [4]).

#### Bibliographie :

- [1] T.Verhaege, C.Cotteville, P.Estop, M.Quemener, J.P.Tavergnier, M.Bekhaled, C.Bencharab, P.Bonnet, Y.Laumond, V.D.Pharm, C.Poumarède, P.G.Théron ; "Experiments with a high voltage (40kV) superconducting fault current limiter" ; Cryogenics Vol.36 (1996), N°7, p521
- [2] J.G.Bernotz, K.A.Muller ; "Possible high Tc superconductivity in the BaLaCuO<sub>2</sub> system" ; Zeitschrift für Physik Condensed Matter 64, (1986), p189
- [3] J.Nagamatsu, N.Nakagawa, T.Muranaka, Y.Zenitani, J.Akimitsu ; "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride" ; Nature, Vol.410, N°6824, 1 Mars 2001, p63
- [4] J.H.Schon, A.Dodabalapur, Z.Bao, Ch.Kloc, O.Schenken, B.Batlogg ; "Gate-induced superconductivity in a solution-processed organic polymer film" ; Nature, Vol 410, N°6825, 8 Mars 2001, p189



# Sommaire

---

<b>Préface.....</b>	<b>5</b>
<b>Sommaire.....</b>	<b>7</b>
<b>Table des abréviations et symboles.....</b>	<b>11</b>

## Introduction

<b>I Supraconductivité dans les matériaux à Haute HTc .....</b>	<b>15</b>
A Matériaux à haute température critique.....	16
B Grandeurs caractéristiques dans les supraconducteurs à haute Tc .....	18
1 Application d'un champ magnétique extérieur	18
2 Circulation d'un courant dans un supraconducteur	
- Modèle de l'état Critique & Pertes A.C. -	20
3 Grandeurs caractéristiques pour l'YBCO	21
C Ancrage des vortex et transition par dépassement de Jc .....	23
<b>II Supraconducteurs et limitation de courant.....</b>	<b>27</b>
A Conducteurs massifs frittés.....	27
B Conducteurs massifs texturés.....	28
C Couches minces - "Coated conductors".....	30
<b>III État de l'art de la limitation de courant</b>	
<b>à partir de matériaux supraconducteurs.....</b>	<b>31</b>
A Limiteur de courant - Fonctionnalité et Environnement.....	32
1 Pourquoi limiter le courant ?	32
2 Localisations possibles d'un limiteur de courant dans les réseaux de distribution	34
3 Caractéristiques électriques du limiteur destiné au poste	
de distribution de Mazarredo (Bilbao-Espagne)	35
B Concepts et Prototypes de limiteurs réalisés.....	37

## Caractérisation des supraconducteurs à HTc

<b>I Caractérisation électrique des supraconducteurs.....</b>	<b>47</b>
<b>II Étude électrique d'un supraconducteur en régime alternatif.....</b>	<b>49</b>
A Régime nominal - Mesures de pertes.....	49
B Régime de défaut - Etude de la transition.....	51
<b>III Choix de la température du fluide cryogénique.....</b>	<b>53</b>
<b>IV Mesures électriques .....</b>	<b>55</b>

## Supraconducteurs HTc pour la limitation de courant

<b>I</b>	<b>Problématique : Homogénéité de la transition et Autoprotection.....</b>	<b>61</b>
<b>II</b>	<b>Performances en limitation des différents conducteurs.....</b>	<b>64</b>
	A Bi fritté, YBCO fritté et Bi texturé.....	64
	B Couches minces YBCO .....	67
	C YBCO mono domaine .....	68
	D Conclusion .....	71
<b>III</b>	<b>Caractéristiques et homogénéité d'échantillons YBCO texturé 'plan ab' .....</b>	<b>72</b>
	A Caractéristiques du supraconducteur près de $T_c$ ( $J_c$ et $n$ ) .....	72
	B Homogénéités des grandeurs $\rho$ et $J_c$ .....	74
<b>IV</b>	<b>Comportement d'échantillons YBCO texturé 'plan ab' en régime alternatif ...</b>	<b>78</b>
	A Influence du courant de court-circuit sur l'homogénéité de la transition.....	78
	B Influence de la température sur l'homogénéité de la transition .....	81
	1 Mise en place d'un outil permettant de quantifier l'homogénéité d'une transition	82
	2 Homogénéité de la transition près de $T_c$	83
	3 Conclusion : Meilleure autoprotection du conducteur au voisinage de $T_c$	85
	C Utilisation d'un champ magnétique pour aider l'homogénéisation.....	85
	D Régime permanent .....	88
	E Comportement Haute Fréquence .....	90
<b>V</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>91</b>

## Modélisation

<b>I</b>	<b>Introduction .....</b>	<b>93</b>
<b>II</b>	<b>Modèle Electrique .....</b>	<b>94</b>
	1 Description de la transition à l'aide d'une loi de puissance	94
	2 Modèle complet	95
<b>III</b>	<b>Limitation de courant par transition d'un supraconducteur .....</b>	<b>97</b>
	1 Validation du modèle Électrique	97
	2 Problématique associée aux hétérogénéités centimétriques	98
	3 Descriptif des modélisations réalisées	99
	4 Analyse des résultats	100
<b>IV</b>	<b>Vitesse de propagation d'un front de transition .....</b>	<b>104</b>
	1 Étude analytique	105
	2 Étude numérique	106
	3 Résultats issus de l'analyse numérique - conclusions	108
<b>V</b>	<b>Pertes .....</b>	<b>110</b>
	1 Descriptif de l'échantillon mesuré	110
	2 Résultats issus des mesures	111
	3 Modélisation des pertes	111
<b>VI</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>114</b>

## Mécanismes dynamiques & transition des supraconducteurs massifs

<b>I Une transition - de multiples dynamiques .....</b>	<b>116</b>
A Emballement électromagnétique .....	116
1 Diffusivité magnétique - Équation générale .....	116
2 Diffusion magnétique du champ propre et dissipation induite en régime variable .....	118
B Emballement thermique .....	123
1 Échanges thermiques avec l'azote liquide - régime statique .....	124
2 Échanges thermiques avec l'azote liquide - régime dynamique .....	126
3 Distribution thermique au sein d'un conducteur massif .....	128
C Influences des mécanismes diffusifs sur la transition d'un conducteur massif .....	133
<b>II Transfert du courant entre Argent et YBCO .....</b>	<b>134</b>
A Dispositif expérimental & Caractérisation du transfert de courant .....	134
B Modèle analytique du transfert de courant .....	135
C Résultats expérimentaux .....	136
<b>III Influence de la dynamique du courant de transport sur la transition .....</b>	<b>140</b>
A Descriptif expérimental et résultats .....	140
B Analyse des résultats .....	141
<b>IV Influence des échanges Thermiques sur le mécanisme de transition .....</b>	<b>143</b>
A Objectifs et cadre des expérimentations menées .....	143
B Résultats & Analyse .....	144
C Conclusions & perspectives .....	148
<b>V Observations sur échantillons de grande section .....</b>	<b>150</b>

## Démonstrateur 1kV/100A

<b>I Contexte de l'étude : Le projet Européen BYFAULT .....</b>	<b>155</b>
<b>II Caractéristiques techniques du limiteur plan ab .....</b>	<b>158</b>
A Matériau supraconducteur .....	158
B Caractéristiques de l'assemblage des conducteurs et du cryostat .....	159
<b>III Résultats .....</b>	<b>162</b>
A Limitation de courant de défaut .....	162
B Analyse de la détérioration obtenue sur certains échantillons .....	165
<b>IV Conclusion .....</b>	<b>171</b>

## Conclusion .....

### Annexes :

Élévation de Température du matériau YBCO en fonction de l'énergie volumique fournie .....	175
Conduction thermique en régime transitoire .....	176
Consigne de Courant et Loi de Puissance.....	177
Longueur de Transfert .....	178



# Abréviations et Symboles

---

## Abréviations :

HTc : Matériau supraconducteur à Haute Température Critique

YBCO,  $Y_{123}$  : Matériau  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , phase supraconductrice

$Y_{211}$  : Matériau  $Y_2BaCuO_5$ , phase non supraconductrice

BSCCO : Matériau supraconducteur à base de Bismuth :

$Bi_{2212}$  : Matériau supraconducteur  $Bi_2SR_2CaCu_2O_8$

$Bi_{2223}$  : Matériau supraconducteur  $Bi_2SR_2Ca_2Cu_3O_{10}$

Régimes de mobilité des vortex magnétiques :

T.A.F.F. : Régime de "Thermally Activated Flux Flow"

F.F. : Régime de "Flux Flow"

F.C. : Régime de "Flux Creep"

Pertes AC : Pertes dues à l'hystérésis magnétique au sein des supraconducteurs et intervenant en régime variable (dans notre cas, le régime étudié est un régime alternatif)

Techniques de dépôts couche minces :

IBAD : Ion Beam Assisted Deposition

RABiTS : Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates

Conducteur 'plan ab' : Échantillon dans lequel le courant circule le long des plans ab du matériau YBCO. Ces conducteurs sont en général de faible dimension suivant l'axe c du matériau.

Conducteur 'axe c' : Échantillon dans lequel le courant circule parallèlement à l'axe c de l'YBCO.

### Électrique :

**E :** Champ électrique [  $V.m^{-1}$  ]. Dans le cas des mesure cette grandeur est égale au rapport de la tension mesurée sur la longueur entre prises de potentiel.

**J :** Densité de courant [  $A.m^{-2}$  ]

**$\rho$  :** Résistivité d'un matériau [  $\Omega.m$  ]

**$I_{cc}$  :** Courant crête de court-circuit du réseau étudié [ A ]

**$P_{cc}$  :** Puissance de court circuit du réseau étudié [ W ]

Caractéristiques du Limiteur de courant :

**$I_a$  :** Courant assigné du dispositif limiteur de courant (Régime nominal) [ A ]

**$I_q$  :** Courant de transition du dispositif limiteur de courant [ A ]

**$I_l$  :** Courant circulant dans le dispositif limiteur de courant après sa transition [ A ]

**$R_{//}$  :** Résistance placée en parallèle du supraconducteur dans un limiteur résistif [  $\Omega$  ]

**$\Delta t$  :** durée du défaut électrique [ s ]

**V :** Tension efficace monophasée du réseau électrique [ V ]

**Vol :** Volume utile de matériau supraconducteur du limiteur de courant

**$r_c$  :** Résistance de contact à l'interface métal-supraconducteur [  $\Omega.m^2$  ]

**$\lambda$  :** Longueur de transfert sur laquelle le courant pénètre en présence d'une interface entre deux matériaux de résistivité différente [ m ] (cf. Annexe Longueur de transfert)

### Magnétique :

**B :** Induction magnétique [ T ]

**H :** Champ magnétique [  $A.m^{-1}$  ]

**$\mu_0$  :** Perméabilité magnétique du vide

**$D_m$  :** Diffusivité magnétique [  $m^2.s^{-1}$  ]

### Thermique :

**$c_p$  :** Capacité calorifique volumique [  $J.m^{-3}.K^{-1}$  ]

**$D_{TH}$  :** Diffusivité thermique [  $m^2.s^{-1}$  ]

**k :** conductivité thermique [  $W.m^{-1}.K^{-1}$  ]

**$P_{VOL}$  :** Puissance volumique générée au sein du matériau [  $W.m^{-3}$  ]

**Q :** Puissance surfacique évacué à la surface d'un matériau [  $W.m^{-2}$  ]

**T<sub>bain</sub> :** Température du bain d'azote liquide [ K ]

**T<sub>s</sub> :** Température de surface [ K ]

**$\Delta T$  :** Différence de température à l'interface solide-fluide d'un matériau [ K ]

**$\Delta T$  :** Élévation de température d'un matériau

**T<sub>moy</sub> :** Température moyenne de l'échantillon

**T<sub>tr</sub> :** Estimation de la température de la longueur  $L_{tr}$  ayant transité

Paramètres liés à la supraconductivité :

- $B^*$  : Induction magnétique au-delà de laquelle un réseau de vortex devient mobile [ T ]
- $E_0$  : Critère en champ électrique arbitrairement choisi pour caractériser la transition d'un matériau supraconducteur : 1 à 10  $\mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$
- $E_m, E_s$  : Champ électrique quasi stationnaire à la surface du conducteur
- $E$  : Energie libre d'un vortex
- $H_{c1}$  : Champ magnétique extérieur de première pénétration [ A.m<sup>-1</sup>]
- $H_{c2}$  : Champ magnétique extérieur à partir duquel le matériau devient normal [ A.m<sup>-1</sup>]
- $J_c$  : Densité de courant critique au critère  $E_0$  [ A.m<sup>-2</sup> ]
- $k.T$  : Énergie d'activation thermique
- $L_{tr}$  : Estimation de la longueur de conducteur ayant transité ; Critère utilisé pour qualifier l'homogénéité d'une transition
- $T_c$  : Température critique d'un matériau [ K ] ; Par abus, la température à laquelle un réseau de vortex n'est plus figé et pour lequel une résistivité apparaît est également nommée  $T_c$ .
- $T_{lr}$  : Estimation de la température de la longueur  $L_{tr}$  ayant transité
- $T_0$  : Température critique asymptotique (cf. Chapitre III, § III-A)
- $T^*$  : Température de transition entre une structure de vortex 2D vers une structure de vortex quasi 3D
- $\rho_n$  : Résistivité d'un matériau lorsqu'il est dans un état normal [  $\Omega\cdot\text{m}$  ]
- $\lambda$  : Longueur de pénétration de London [ m ]
- $\xi$  : Longueur de cohérence (rayon du cœur normal d'un vortex) [ m ]
- $\Phi_0$  : Quantum de flux magnétique canalisé par un vortex [ Wb ]







# Chapitre I

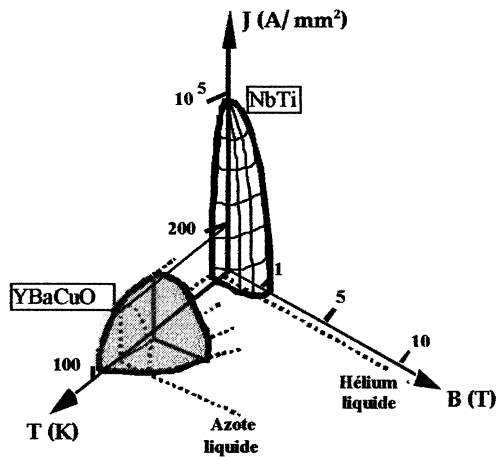
---

## Introduction

L'objectif de ce chapitre est de spécifier le contexte général du travail auquel j'ai participé. La première partie est constituée d'un résumé succinct de certaines spécificités de la supraconductivité dite à haute température critique et définit les paramètres nécessaires à la compréhension du mécanisme de transition. Une seconde partie traite des différents conducteurs (supraconducteurs) susceptibles d'être utilisés pour un limiteur de courant. Enfin, l'environnement électrique et le principe de fonctionnement de l'application 'Limiteur de courant' est détaillée dans une dernière partie.

### **I. Supraconductivité dans les matériaux à Haute Température Critique (HTc)**

L'état supraconducteur est un état de la matière rencontré dans de nombreux matériaux et dont les caractéristiques fondamentales sont d'une part un diamagnétisme parfait et d'autre part une résistivité nulle. Cet état, même localisé dans une partie du matériau (supraconducteurs de type II dans l'état mixte) rend ces matériaux non résistifs lorsqu'un courant inférieur au courant critique  $I_c$  circule. L'état supraconducteur est justifié par le couplage de certains électrons (associés sous formes de paires par l'intermédiaire du réseau atomique, théorie BCS) et coexiste tant que ces particules ne sont que faiblement excitées. Dans le domaine des applications électriques, la perte de l'état non dissipatif intervient lorsque le triplet ( $J$ (densité de courant),  $T$ (Température),  $B$ (Induction magnétique)) traverse une surface critique définie figure 1. L'intersection de cette surface avec les différents axes permet de définir les grandeurs critiques  $J_c$ ,  $T_c$  et  $B^*$  au-delà desquelles les pertes apparaissent en régime continu dans les matériaux supraconducteurs HTc.



*Figure 1 : Représentation de la surface critique pour deux matériaux supraconducteurs conventionnels*

*NbTi : Supraconducteur à Basse Température Critique*

*YBCO : Supraconducteur à Haute Température Critique*

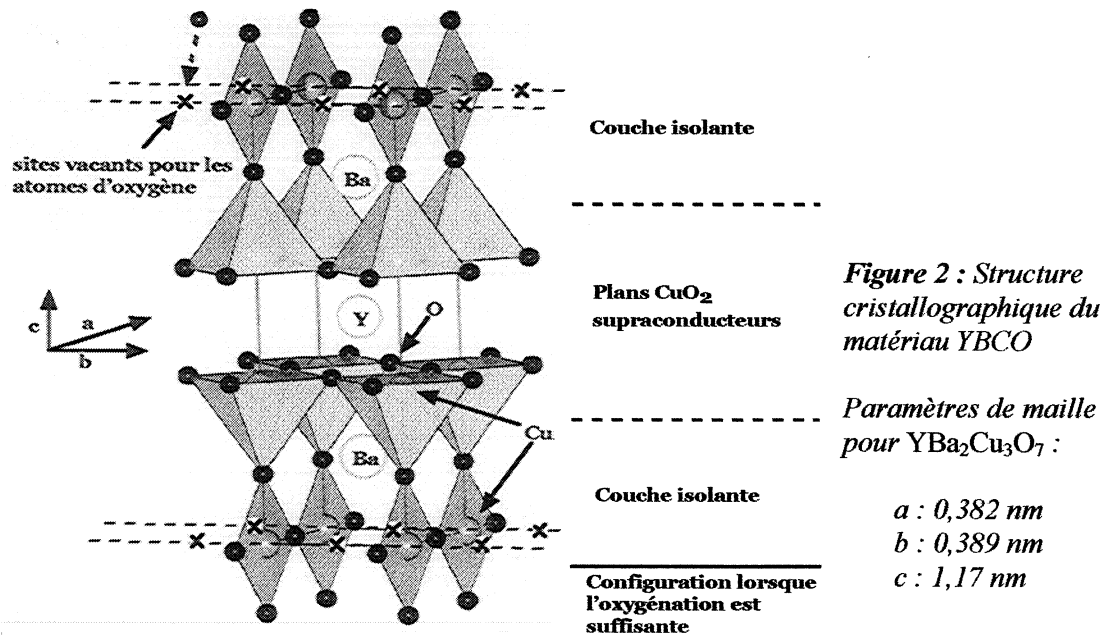
## A. Matériaux à haute température critique

Lorsque Bednorz et Muller [1] ont mis en évidence en 1986 les caractéristiques supraconductrices du premier élément de la famille des cuprates, le monde scientifique s'est attaché à explorer cette voie. Celle-ci s'est avérée très prolifique [2]. Du point de vue théorique de nombreuses zones d'ombre persistent et ceci malgré les nombreuses avancées réalisées dans la compréhension des mécanismes expliquant ces hautes températures critiques. Il est néanmoins reconnu que la forte anisotropie et l'existence de plans  $\text{CuO}_2$  jouent un rôle prépondérant dans ce mécanisme. Du point de vue des applications électriques de puissance, trois composés ( $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ( $\text{Bi}_{2212}$  :  $T_c \approx 85$  K),  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  ( $\text{Bi}_{2223}$  :  $T_c \approx 110$  K) et  $\text{YB}_2\text{C}_3\text{O}_7$  (YBCO :  $T_c \approx 93$  K)) ont émergé. Cette partie sera consacrée à la description des caractéristiques physiques de ces matériaux et en particulier de l'YBCO sur lequel mon étude s'est focalisée.

### Structure des composés supraconducteurs à HTc

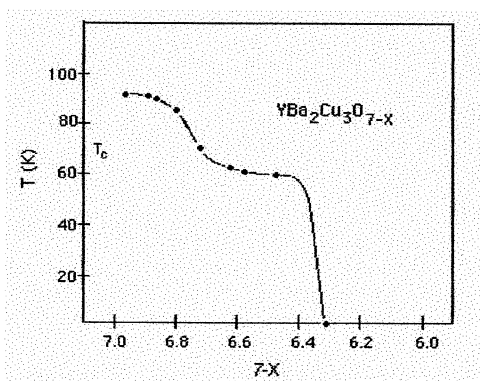
L'YBCO et les composés au bismuth sont des céramiques possédant une maille assez complexe (exemple de l'YBCO : figure 2) et une forte anisotropie due à la superposition de plans  $\text{CuO}_2$  supraconducteurs (nommés plans ab) et de plans isolants. Ces plans isolants ont deux fonctions, stabiliser la structure cristallographique de l'ensemble et constituer un réservoir de charge utile aux plans supraconducteurs.

Le diagramme de phase du composé  $\text{Y}_1\text{B}_2\text{C}_3\text{O}_{7-x}$  est simple et ses caractéristiques vont principalement dépendre du taux d'oxygène ( $7-x$ ). Lorsque la stoechiométrie en oxygène est suffisante ( $7-x > 6,4$ ), le composé passe d'une structure quadratique à une structure orthorhombique et devient supraconducteur. Les caractéristiques supraconductrices évoluent alors en fonction du taux d'oxygène et deviennent optimales ( $T_c = 92$  K) pour  $(7-x) = 6,92$  (figure 3).

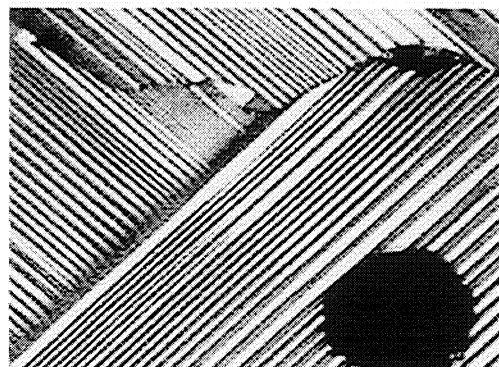


Les matériaux HTc sont supraconducteurs suivant les directions a et b mais également suivant l'axe c et ceci malgré l'existence des couches atomiques isolantes. Ceci est justifié par le fait que l'épaisseur de la couche isolante est très faible. La supraconductivité suivant l'axe c est obtenue par effet tunnel (courant Josephson). Notons que la densité de courant critique suivant l'axe c est bien plus faible que suivant les plans  $\text{CuO}_2$ .

Lors de la transition dans la phase orthorhombique les paramètres de maille suivant les directions a et b deviennent inégaux [3]. Des contraintes internes au matériau résultent alors de cette dissymétrie. Afin de les minimiser, le matériau a tendance à générer naturellement des zones adjacentes où les axes a et b s'inversent respectivement. Cette transformation est aisée puisque entre les directions a et b, seule la composition en oxygène diffère. L'interface entre ces zones constitue un défaut cristallographique nommé "plan de macle" ([4] ; figure 4).



**Figure 3 : Evolution de la température critique du matériau YBCO en fonction du taux d'oxygène [5]**



**Figure 4 : Plans de macle dans un matériau YBCO texturé monodomaine [16]. À chaque traversée de plan (trait foncé), les axes a et b de la structure cristallographique du matériau sont permutés.**

## B. Grandeurs caractéristiques dans les supraconducteurs HTc

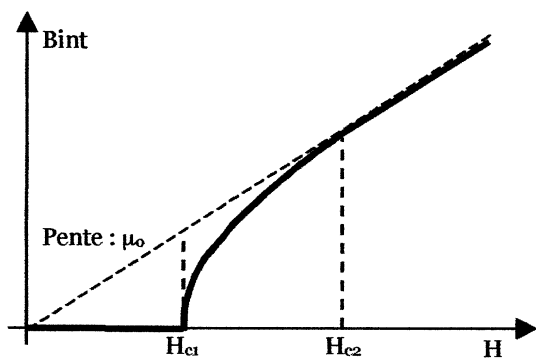
L'objectif de ce paragraphe est de rappeler de quelle façon se distribue le courant électrique et le champ magnétique dans un conducteur supraconducteur. Les notions présentées ici sont largement décrites dans de nombreux ouvrages ([6], [7]...).

### 1. Application d'un champ magnétique extérieur

Rappelons tout d'abord la façon dont se comporte un conducteur supraconducteur idéal de type II (cas des supraconducteurs HTc) lorsqu'il est plongé dans un champ magnétique  $H$  croissant (figure 5). Ceci permet entre autres d'introduire les grandeurs caractéristiques  $\lambda$  et  $\xi$ .

#### $H < H_{c1}$ :

Pour un champ magnétique de surface inférieur au champ critique  $H_{c1}$ , le cœur du conducteur est dans l'état supraconducteur et donc diamagnétique. Afin de respecter ce diamagnétisme ( $B_{\text{intérieur}} = 0$ ) un courant naît en périphérie du conducteur et crée une aimantation qui compense le champ extérieur. L'induction magnétique et la densité de courant en fonction de la profondeur du conducteur sont régies par l'équation de London et suivent des lois exponentielles (Dans le cas de géométries semi infinies :  $\|B\| \propto \exp(-x/\lambda)$  ;  $\|J\| \propto \exp(-x/\lambda)$ ). La grandeur  $\lambda$ , ou longueur de pénétration de London représente la première grandeur caractéristique des matériaux supraconducteurs. Notons que  $H_{c1}$  est très faible dans les supraconducteurs HTc et que cet état n'est jamais rencontré dans les applications électriques de la supraconductivité.



*Figure 5 : Evolution de l'induction magnétique en fonction du champ magnétique extérieur appliqué.*

$H < H_{c1}$  : Diamagnétisme parfait ( $\chi = -1$ ).

$H_{c1} < H < H_{c2}$  : Etat mixte ou pénétration partielle du champ magnétique.

$H_{c2} < H$  : Etat normal.

#### $H_{c1} < H < H_{c2}$ :

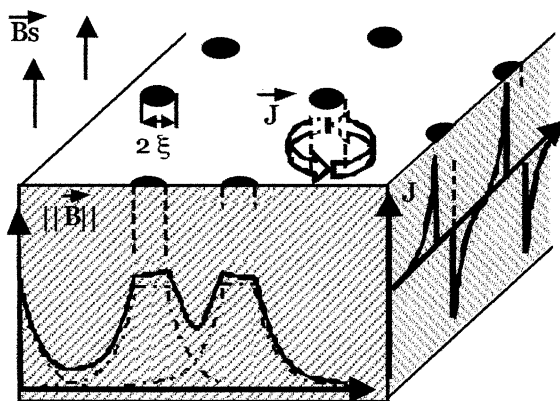
Dans ce cas, la pression magnétique en périphérie du conducteur est trop importante. Le matériau n'est alors pas capable d'imposer un diamagnétisme parfait au cœur du conducteur. Il résulte de ceci un état nommé état mixte. Cet état est caractérisé par la coexistence de zones "normales" plongées dans un milieu supraconducteur. En première approche, ces zones prennent la forme de tubes de rayon  $\xi$  (nommée longueur de cohérence). Ces tubes canalisent tous le même quantum de flux  $\Phi_0$ . Notons que pareillement au cas  $H < H_{c1}$ , la transition entre la zone supraconductrice et la zone normale se traduit par l'existence de courants circulaires régis par l'équation de London. Le cœur

normal et l'ensemble des courants périphériques de ces tubes de flux est nommé "vortex" (figure 6 ; figure 7) .

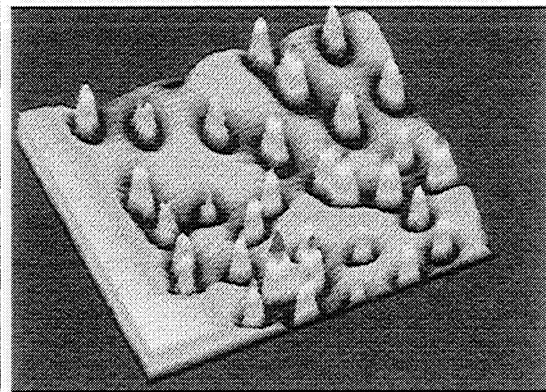
La forte anisotropie des supraconducteurs HTc influe sur la nature des vortex. Par exemple nous verrons ultérieurement que les grandeurs  $\lambda$  et  $\xi$  sont dépendantes des directions a, b ou c considérées. Lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe c, les vortex peuvent prendre la forme de "galettes" localisées dans les plans ab et isolées entre elles par les plans isolants. Ce type de vortex est nommé "pancake vortex".

#### H > H<sub>c2</sub> :

Dans ce cas, la supraconductivité a totalement disparu.



*Figure 6 : Représentation schématique de l'induction magnétique et de la densité de courant d'un matériau supraconducteur dans l'état mixte et plongé dans un champ Bs. En pointillé est représentée l'induction magnétique créée par un vortex tandis que le trait plein représente le profil de l'induction du à la proximité de plusieurs vortex. Le flux circulant dans chaque vortex est constant ( $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$  Wb)*



*Figure 7 : Image d'un ensemble de vortex visualisé par imagerie magnétique sur un morceau de Nobium refroidit sous  $10^{-4}$  T à une température de 0,9 K [8].*

*épaisseur : 200 nm  
surface : 28\*28  $\mu\text{m}^2$*

Remarque : D'après ceci, le flux magnétique n'est pas constant dans l'état mixte à l'échelle microscopique. Cependant, dans le cadre des applications électriques, les inductions magnétiques rencontrées (même l'induction créée par le conducteur lui-même, nommée "champ propre") et donc la densité de vortex sont suffisamment importantes pour que cette variation puisse être négligée. Du point de vue macroscopique l'induction magnétique et le champ magnétique sont finalement reliés par la relation :  $B = \mu_0 \cdot H$  (figure 8).

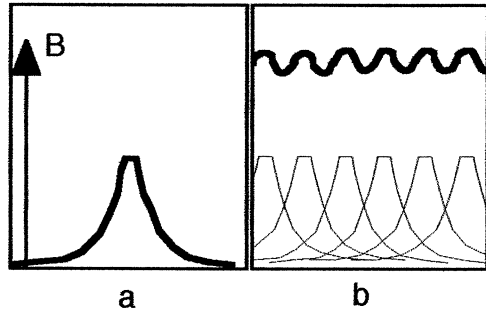


Figure 8 : Induction magnétique dans l'état mixte dans le cas d'un seul vortex (a) et dans le cas d'une densité élevée de vortex (b). Dans les application (cas b) on peut considérer que l'induction magnétique est continue (critère de fort recouvrement magnétique:  $B > 2 \cdot B_{c1}$  [7])

## 2. Circulation d'un courant dans un supraconducteur - Modèle de l'état Critique & Pertes A.C. -

Lorsqu'un matériau supraconducteur est plongé dans un champ magnétique alternatif, on peut observer une hystérésis de l'aimantation. Cette particularité est justifiée par l'existence d'un état critique (qui régit la distribution spatiale de  $J$  et  $B$ ) à la surface du matériau. Le plus simple des modèles traduisant cet état critique a été proposé par Bean [9] et consiste à supposer que la densité de courant locale ne peut prendre que trois valeurs  $+J_c, -J_c, 0$ . Cet état critique intervient également lorsqu'un courant, nommé "courant de transport", circule dans un matériau supraconducteur (figure 9).

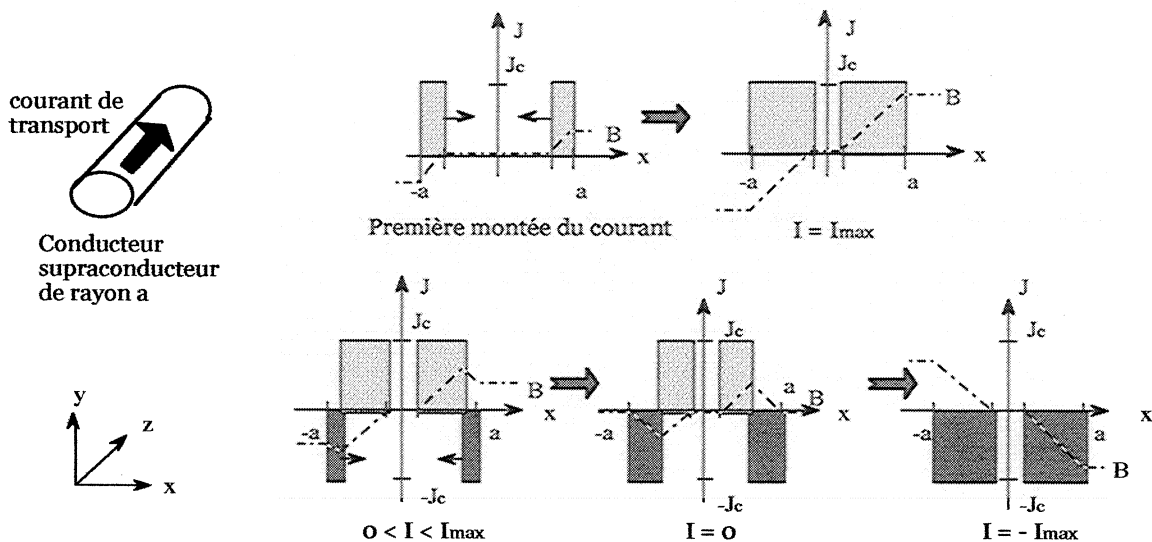


Figure 9 : Profil de la densité de courant et de l'induction magnétique propre d'un matériau supraconducteur dans lequel circule un courant alternatif. Modèle de Bean

L'hystérésis magnétique se traduit électriquement par des pertes en régime alternatif alors que le matériau possède une résistivité nulle. Ces pertes peuvent être modélisées de façon analytique dans le cas de géométries simples [10] ou numériquement [11]. La philosophie des calculs permettant l'estimation des pertes en régime alternatif est la suivante :

- Détermination de la répartition spatiale du courant dans la section du conducteur à partir du modèle de l'état critique.
- Calcul de la distribution spatiale de l'induction magnétique à partir de l'équation de Maxwell-Ampère.
- Calcul de la répartition spatiale du champ électrique à partir de l'équation de Maxwell-Faraday.
- Calcul des pertes instantanées par intégration volumique des pertes locales :  $E \cdot J$
- Moyenne temporelle sur une demi-période des pertes instantanées

### 3. Grandeurs caractéristiques pour l'YBCO

#### Paramètres de la supraconductivité :

Dans un premier lieu, nous donnons quelques informations concernant les grandeurs caractéristiques du supraconducteur au voisinage de la température critique. En effet, dans le cadre de notre application, nous avons choisi d'utiliser ce matériau à une température au moins égale à 77 K, température de l'azote liquide sous pression atmosphérique.

Convention usuelle des indices dans le cas de matériau anisotrope :

$B_{c1\ ab}$  : Induction critique de première pénétration lorsque le champ est appliqué parallèlement aux plans ab.

$\lambda\ c$  : longueur de pénétration sur laquelle circulent des courants parallèlement à l'axe c.

$\xi\ c$  : longueur de cohérence suivant l'axe c.

L'induction critique  $B_{c1}$  est faible à 77 K ( $B_{c1\ ab} \approx 25\ \text{mT}$ ,  $B_{c1\ c} \approx 90\ \text{mT}$ ) et décroît jusqu'à  $T_c$ .

L'induction critique  $B_{c2}$  est très importante et évolue linéairement entre 77 K ( $B_{c2\ ab} \approx 150\ \text{T}$ ,  $B_{c2\ c} \approx 40\ \text{T}$ ) et  $T_c$ .

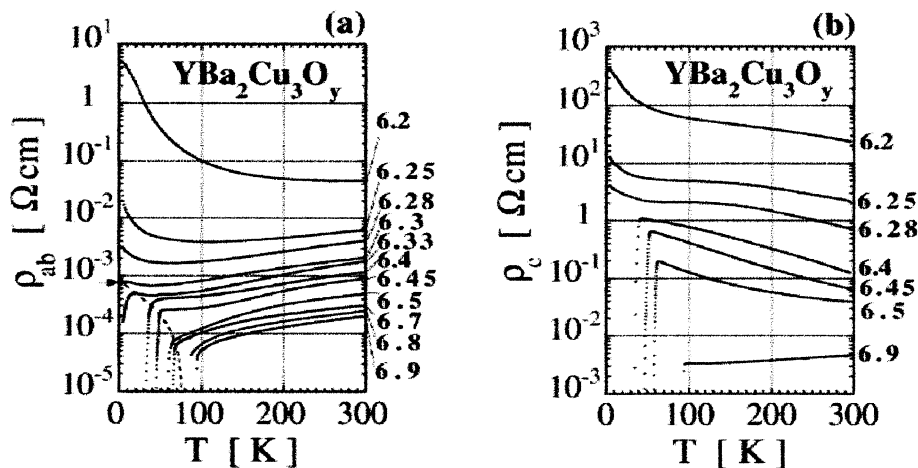
L'évolution de  $\lambda$  en fonction de la température peut être mesurée de façon indirecte [12]. Cette grandeur est très peu variable à basse température ( $\lambda\ c(0\ \text{K}) \approx 1\ \mu\text{m}$ ,  $\lambda\ ab(0\ \text{K}) \approx 0,15\ \mu\text{m}$ ) et diverge lorsque T se rapproche de  $T_c$  ( $\lambda\ ab(77\ \text{K}) \approx 0,4\ \mu\text{m}$ ). La théorie de Ginzburg-Landau prédit une évolution en  $(T-T_c)^{-1/2}$  pour cette grandeur au voisinage de  $T_c$ . Les mesures réalisées montrent que  $\lambda$  est mieux caractérisé par une évolution en  $[1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}$ .

La grandeur  $\xi$  est beaucoup moins facile à obtenir par mesure. La théorie de Ginzburg-Landau prédit qu'elle diverge de la même façon  $((T-T_c)^{-1/2})$  lorsque la température se rapproche de  $T_c$ . La longueur de cohérence  $\xi$  reste dans tous les cas bien plus petite que  $\lambda$ . ( $\xi\ c(0\ \text{K}) \approx 4\ \text{nm}$ ,  $\xi\ ab(0\ \text{K}) \approx 15\ \text{nm}$ ).



Du point de vue électrique, les deux grandeurs fondamentales sont la résistivité à l'état normal ( $\rho_n$ ) et la densité de courant critique ( $J_c = I_c / \text{section}$ ). Cette grandeur est définie grâce à un critère en champ électrique arbitrairement choisi ; en général  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  ou  $10 \mu\text{V}/\text{cm}$ . La résistivité  $\rho_n$  est importante et dépend à la fois du dopage en oxygène et de la température du matériau. Dans le cas d'un dopage optimum, on peut retenir les ordres de grandeur suivants :

$$\rho_{ab(100\text{K})} \approx 1 \mu\Omega \cdot \text{m} ; \rho_{ab(300\text{K})} \approx 5 \mu\Omega \cdot \text{m} ; \rho_{c(100\text{K})} \approx 100 \mu\Omega \cdot \text{m} \quad (\rho_{Cu(300\text{K})} \approx 0,02 \mu\Omega \cdot \text{m})$$



**Figure 10 :** Evolution de la résistivité du matériau YBCO (suivant les plans *ab* et suivant l'axe *c*) en fonction du taux d'oxygène [13]. La résistivité est fortement anisotropique ( $\rho_c / \rho_{ab} \approx 500$  lorsque le matériau est complètement oxygéné). La conductivité à l'état normal croît avec le taux d'oxygénation.

La densité de courant critique de ce matériau dépend de la température mais aussi énormément de la nature du conducteur (§ II). Les ordres de grandeurs obtenus sont les suivants (à 77 K et lorsque le champ magnétique extérieur est nul) :

- Couches minces épitaxiées :  $10^3$  à  $5 \cdot 10^4 \text{ A}/\text{mm}^2$
- Matériau texturé :  $10^2$  à  $10^3 \text{ A}/\text{mm}^2$
- Matériau fritté : 1 à  $10 \text{ A}/\text{mm}^2$

#### Autres propriétés physiques du matériau YBCO :

Quelques caractéristiques supplémentaires sont nécessaires pour décrire le comportement de ce matériau durant sa transition de l'état supraconducteur vers son état normal.

Les paramètres thermiques du matériau YBCO, sont issus de la littérature (général : [14], YBCO avec inclusions de phase  $Y_{211}$  [15]). Par souci de simplification, nous nous contentons du modèle suivant (cf. : Annexe) :

Conductivité thermique constante pour des températures comprises entre 90 K et 300 K :

$$k_{ab} \approx 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} ; k_c \approx 2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

Capacité calorifique encadrée par les deux fonctions polynomiale sur l'intervalle [77K ; 300K] :

$$\text{Valeurs moyennes : } c_{p[90\text{K}]} \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1} ; c_{p[300\text{K}]} \approx 2,7 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$$

La contrainte mécanique à la rupture de la céramique YBCO sous une forme texturée a été mesurée de la façon suivante [16]. Soit un barreau de section S, encastré à une de ses extrémités et sur lequel on applique une force normale. La contrainte à la rupture est obtenue par le rapport de la force ayant engendré une dégradation du matériau sur la section S. Les résultats obtenus sont les suivants.

Le matériau est fragile et cette fragilité est accrue lorsque la contrainte est appliquée le long des plans ab [17]. Avant le traitement d'oxygénation, la contrainte maximale supportée est en moyenne 58 MPa et chute vers 12-20 MPa après le traitement d'oxygénation. (Valeur de la littérature : 8 MPa [18]). Certaines optimisations du traitement thermique proposées par D.Isfort durant sa thèse [16] permettent d'améliorer cette tenue mécanique (48 MPa) après oxygénation. La raison pour laquelle le traitement d'oxygénation fragilise le matériau est lié au procédé de synthèse et sera détaillé au paragraphe II-B.

D'autres grandeurs sont nécessaires si on cherche à estimer les contraintes mécaniques imposées au conducteur en fonction de sa température [19],[20],[21] :

- Coefficient de dilatation thermique :  $\alpha_c \approx 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  ;  $\alpha_{ab} \approx 0,86 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
- Module d'Young :  $E_c \approx 143 \text{ Gpa}$  ;  $E_{ab} \approx 182 \text{ Gpa}$
- Coefficient de poisson :  $\nu \approx 0,255$

### C. Ancrage des vortex et transition par dépassement de $J_c$

#### Ancrage des vortex :

Le fonctionnement du limiteur de courant repose sur la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal. L'objet de ce paragraphe est de décrire le mécanisme de transition dans le cas de matériaux possédant un fort taux d'impuretés. Ces matériaux sont caractérisés par des densités de courant critique ( $J_c$ ) élevées et sont donc utilisés pour réaliser les conducteurs électriques.

Lorsqu'un courant de transport circule dans un supraconducteur dans l'état mixte, un réseau de vortex apparaît en son sein. Ce réseau de vortex est dû au champ propre créé par le courant de circulation, il est par conséquent de nature annulaire. Le champ magnétique canalisé par ces vortex est perpendiculaire à la direction du courant. Le courant électrique est à l'origine d'une force qui s'applique à tout vortex. Cette force s'exprime finalement sous une forme de type "Force de Lorentz" :

$$\vec{F} = \vec{J} \wedge \vec{\Phi}_0 \quad (1)$$

$\vec{\Phi}_0$  : vecteur de module  $\Phi_0$  et de direction l'axe du vortex  
 $\vec{J}$  : densité de courant de transport

Lorsqu'un vortex se déplace, un travail est fourni, des pertes sont générées et un champ électrique apparaît (Loi de Maxwell Faraday). La présence de défauts au sein du matériau permet l'ancrage des vortex et la disparition de ces pertes. Les défauts sont constitués de zones normales ou de zones pour lesquelles la supraconductivité est affaiblie [22].

L'ancrage peut avoir des origines très diverses selon les conducteurs et au sein de ceux-ci. Notons en particulier l'ancrage dit intrinsèque (ancrage le long des plans ab, dû à l'existence de feuillets

'normaux' entre chaque plan supraconducteur [23]), l'ancrage créé par les lacunes en oxygène [24], l'ancrage dû aux défauts cristallins (plans de macle [25], dislocations), l'ancrage créé par l'existence d'interfaces (adjonction de phase non supraconductrice  $Y_{211}$  [26],[27], joints de grain, fissures ; ces interfaces constituent des lieux à forte concentration de défauts cristallins) et l'ancrage géométrique magnétique (barrière de surface ; prépondérant uniquement pour les géométries de type "couche mince" [28]).

Dans le cas des conducteurs massifs et à température élevée, l'ancrage prépondérant est un ancrage de cœur qui se fonde sur le principe suivant : le noyau du vortex, constitué d'électrons normaux, se piège sur les zones du matériau pour lesquelles la supraconductivité est affaiblie. Ces zones constituent en effet un puit énergétique favorable à la localisation d'un vortex [29], [30].

Un réseau de vortex restera stable (sans dissipation d'énergie) tant que le travail susceptible d'être fourni par la "force de Lorentz" ou par l'agitation thermique propre ne compensera pas ce gain énergétique. Le cas où la seule agitation thermique est suffisante pour déstabiliser le réseau de vortex définit la ligne d'irréversibilité magnétique du conducteur.

L'ancrage de cœur sera d'autant plus efficace qu'il sera collectif (cas de nombreux points d'ancrage pour un vortex indépendant ou pour un ensemble de vortex en forte interaction, cas de vortex ayant une faible rigidité) et que le volume des défauts sera de l'ordre de grandeur de  $\xi^3$ . Notons que la capacité à piéger les tubes de flux décroît rapidement lorsque la température se rapproche de  $T_c$  [31]. En effet, d'une part, l'agitation thermodynamique est plus importante. D'autre part, comme  $\xi$  diverge au voisinage de  $T_c$  (cf:I.B.3), une grande proportion des défauts cristallins de petite taille devient inefficace en termes d'ancrage.

#### Transition :

Les mécanismes intervenant lors du dépiégeage des vortex d'un supraconducteur HTc sont de nature avalancheuse et sont donc très complexes à caractériser. Notons seulement que ces mécanismes sont fortement influencés par la nature des défauts (défauts corrélés ou non) mais aussi par la forte anisotropie du matériau (raideur différente des tubes de flux suivant chaque direction, nature discontinue des vortex suivant l'axe c (vortex "pancake")). Malgré cela, le formalisme décrit bien avant l'apparition des supraconducteurs HTc par Anderson et Kim ([29],[30]) nommé "Théorie du Flux Creep" permet d'avoir une vision assez claire des différents régimes susceptibles d'exister durant la transition de nos matériaux.

#### Théorie du Flux Creep :

En comparant l'énergie volumique d'un ensemble de vortex avec la force de Lorentz et en supposant que le décrochage des vortex est thermiquement activé, les auteurs parviennent à estimer la probabilité de dépiégeage et enfin le champ électrique créé par le déplacement des lignes de flux.

$$E = \alpha \cdot \exp\left(\frac{-U_0}{k \cdot T}\right) \cdot \sinh\left(\frac{U_0 \cdot J}{k \cdot T \cdot J_0}\right) \quad (2)$$

(J : densité de courant,  $J_0$  : densité de courant critique à 0 K,  $U_0$  : énergie de piégeage)

En réalisant un développement limité de cette expression pour les faibles densités de courant ( $J \ll J_0$ ), on obtient une évolution linéaire du champ électrique en fonction de la densité de courant. Ce régime nommé "Thermally Activated Flux Flow" est caractérisé par une résistivité constante nommée  $\rho_{TAFF}$ . Ce régime peut être rencontré dans des supraconducteurs HTc et à température élevée [32].

En réalisant un développement limité de la relation ( 2 ) pour J grand devant k.T, il apparaît un régime nommé "Flux Creep" pour lequel la résistivité du supraconducteur varie de façon exponentielle [33]:

$$\rho_{FC} \propto \exp\left(\frac{J}{J_0} - 1\right) \cdot U_0 / (k \cdot T) \quad (3)$$

Cette relation constitue la loi générale du régime de Flux Creep. Elle suppose que l'énergie d'activation est liée à la densité de courant par une relation du type :  $U(J) = U_0 \cdot (1 - J/J_0)$ . En réalité, cette énergie d'activation dépend de la nature des vortex et de l'ancrage de ceux-ci. Expérimentalement, l'énergie d'activation suit en général dans les supraconducteurs HTc une loi logarithmique ( $U = U_0 \cdot \ln(J_0/J)$ ) [34][35]. La caractéristique électrique  $E(J)$  des supraconducteurs HTc est donc finalement gouverné par une loi de puissance ( $E = E_0 \cdot (J/J_0)^n$ ) plutôt que par une loi exponentielle.

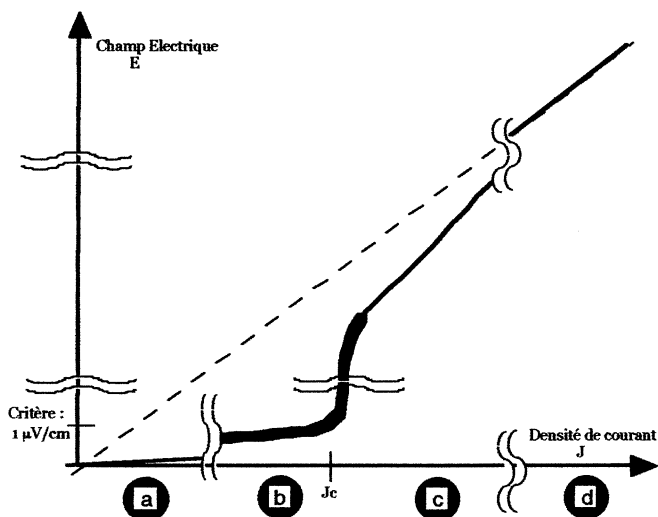
#### Régime de Flux Flow :

Pour les courants importants, le mouvement des vortex est continu et les centres de piégeage ne sont plus prépondérants. Le milieu intervient alors sur le réseau de vortex sous la forme d'une force visqueuse (force de Magnus). Ce régime nommé "Flux Flow" est caractérisé par la résistivité :

$$\rho = \rho_{FF} \left(1 - J_0^2 / J^2\right)^{1/2} \approx \rho_{FF} \approx \rho_n \cdot (B / B_{c2}) \quad (4)$$

Ce régime semble avoir été observé sur le matériau YBCO mais ce thème fait encore l'objet de discussions [36].

En conclusion, la figure 11 résume la caractéristique  $E(J)$  d'un supraconducteur HTc à température élevée et fixée. Nous avons vu au paragraphe B.2 que les matériaux supraconducteurs étaient le siège de pertes en régime alternatif (pertes AC). Nous voyons ici qu'en régime continu, les matériaux supraconducteurs vont être aussi l'objet de pertes dites "résistives". Celles-ci restent somme toute négligeables pour des courants inférieurs au courant critique mais évoluent très rapidement au voisinage de  $I_c$ .



**Figure 11 :** Représentation théorique de l'évolution du champ électrique en fonction de la densité de courant d'un supraconducteur HTc à température fixée et élevée.

- (a) Régime "T.A.F.F."
- (b) Régime d'emballant "Creep"
- (c) Régime de "Flux Flow"
- (d) Régime normal.

La transition d'un matériau est, comme nous l'avons vu, caractérisée par un décrochage et un emballant du réseau de lignes de flux. En tenant compte des aspects géométriques et temporels, plusieurs phénomènes sont susceptibles d'influencer la caractéristique  $U(I)$  d'un matériau supraconducteur :

Emballant thermique :

Durant sa transition, les pertes engendrées provoquent un échauffement du matériau. En amplifiant le mécanisme d'activation thermique et en dégradant le courant critique du matériau ce phénomène est susceptible d'accélérer la transition.

Diffusion magnétique :

Le modèle de l'état critique est un modèle statique. Lorsque le champ magnétique extérieur ([37],[38]), où le courant de transport ([39],[40]) évoluent rapidement, un certain temps de diffusion peut être nécessaire avant que la distribution de l'état critique soit atteinte. La diffusivité magnétique  $D$  peut être calculée à partir des équations de Maxwell et a pour valeur :  $D = \rho / \mu_0$  (où  $\rho$  est la résistivité électrique du supraconducteur et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide). Ce retard dans la répartition volumique des lignes de flux est responsable d'une compression de celle-ci. Il en résulte finalement un champ électrique et des pertes supplémentaires.

## II. Supraconducteurs et limitation de courant

Les matériaux supraconducteurs à haute température critique peuvent être synthétisés par des procédés très différents. Les dimensions géométriques et les caractéristiques physiques (supraconductrices,  $\rho_n$ , tenue mécanique, ...) des conducteurs peuvent varier considérablement selon la technique de fabrication utilisée. Le but de ce paragraphe est de présenter brièvement les conducteurs étudiés pour la limitation résistive de courant. Les procédés de fabrication de l'ensemble des conducteurs présentés ici ne sont pas encore parvenus à maturité technologique et font encore l'objet de nombreux travaux de recherche.

Les matériaux présentés sont constitués de domaines de taille variable dans lesquels la structure cristallographique suit approximativement de façon répétée la maille élémentaire du composé (figure 2). Le terme de 'grain' est souvent utilisé comme synonyme du terme 'domaine'. Chaque grain n'est pas parfait d'un point de vue cristallographique (macles, dislocations... ). Lorsque le procédé de synthèse ne privilégie pas une direction spécifique, l'orientation de ces domaines est quelconque. Le conducteur ainsi réalisé possède des caractéristiques physiques isotropes alors que chaque domaine est anisotrope. Dans le cas contraire, lorsque l'un des axes du matériau suit une direction privilégiée du conducteur, celui-ci est qualifié de "texturé". Dans le cas où la structure cristallographique du composé se répète parfaitement suivant la maille élémentaire du matériau, celui-ci est qualifié d'"épitaxié". Cet état n'est que très rarement atteint. Il peut être obtenu pour des couches minces ayant une épaisseur de quelques centaines de nanomètres et dans les monocristaux.

### A. Conducteurs massifs frittés

Un conducteur fritté est réalisé à partir de poudres contenant les différents précurseurs en proportions stœchiométriques du matériau supraconducteur désiré. L'élaboration du conducteur est réalisée en plusieurs étapes. La phase supraconductrice est initialement synthétisée grâce à un traitement thermique adapté. Un compactage permet ensuite de densifier le matériau et de donner la forme finale du conducteur. Un recuit évitant la fusion complète du matériau permet enfin de réaliser une bonne connexion des grains supraconducteurs. Ces grains sont connectés entre eux par un lien mécanique fort nommé "joint de grain". Ces connexions imparfaites sont responsables d'une dépréciation locale de la supraconductivité. Dans le cadre d'une application de type "transport de courant", ces joints de grains s'avèrent acceptables pour les composés à base de bismuth, mais semblent rédhibitoires pour l'YBCO.

En termes de courant critique, les conducteurs frittés sont les moins performants. Cependant, pour la limitation de courant résistive, les performances obtenues par certains conducteurs peuvent déjà être considérées comme très bonnes. La densité de courant critique peut atteindre 40 à 50 A.mm<sup>-2</sup> pour du Bi<sub>2212</sub> à 77 K et sous induction extérieure nulle [58], [41].

De plus, ces joints de grain constituent un avantage indéniable dans le cadre de la limitation de courant. En effet, ces joints qui représentent une faiblesse du supraconducteur sont répartis de façon homogène. Durant la transition l'ensemble de ces joints transitent et chauffent le conducteur de façon homogène. Lorsque le compactage est suffisamment maîtrisé, les conducteurs obtenus possèdent une très bonne homogénéité et sont peu sensibles aux risques de destruction par points chauds locaux [42].

Enfin rappelons que ce procédé de fabrication est simple, rapide et peu onéreux.

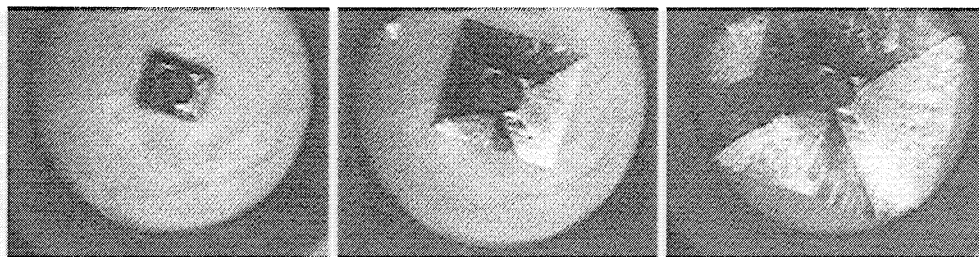
## **B. Conducteurs massifs texturés**

Les caractéristiques supraconductrices des composés frittés cités précédemment peuvent être améliorées par une technique de texturation. Pour les composés au bismuth, cette texturation est obtenue par orientation à chaud des grains. Les moyens utilisés pour orienter ces grains peuvent être divers (mécanique par laminage, magnétique en utilisant l'anisotropie du matériau, ... [43]).

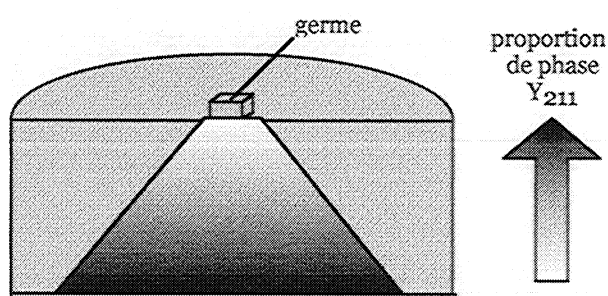
Pour l'YBCO, le procédé de texturation est tout autre. Ce matériau profite à la fois d'un diagramme de phase assez simple et de l'existence d'une fenêtre de température dans laquelle la croissance de grain est possible (comprise entre 1005°C et 1010°C). Ces données rendent la texturation de ce matériau par croissance d'un grain unique de grande taille envisageable et utilisée.

La première technique pour réaliser des conducteurs mono grain (= mono domaine) de grande taille est nommée texturation par fusion de zone. Cette technique consiste à déplacer une zone fondue le long d'un barreau initialement fritté [44]. Des conducteurs de ce type, nommés "Bridgman" ont été utilisés pour la réalisation du limiteur inducto-résistif du projet BYFAULT. Le rapport quantité de matériau texturé sur temps de texturation de cette technique est faible (1 mm/h) et elle nécessite un système de contrôle du front de fusion très fin.

Une autre technique utilisée [45], nommée "Top-Seeding-Melt-Texturing", permet d'obtenir de grands mono domaines (jusqu'à Ø 100mm). Ce procédé de synthèse suit le principe suivant. Un germe mono cristallin ayant une structure proche de l' $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  mais une température de fusion supérieure (germe utilisé :  $Sm_1Ba_2Cu_3O_x$ ) est déposé sur une pastille compactée majoritairement composée de poudre de  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  ( $Y_{123}$ ) et  $Y_2Ba_1Cu_1O_5$  ( $Y_{211}$ ). Après une surchauffe à 1050° qui permet la fusion de la phase  $Y_{123}$ , le matériau est refroidi jusqu'à la fenêtre de croissance du composé (~1010°C). Un refroidissement contrôlé très lent est alors initié (0,1 à 0,5 °C/H - figure 12). La vitesse de croissance du domaine est la même (1 mm/h) mais le volume ainsi texturé est bien plus grand que dans le cas des conducteurs Bridgman. Ce procédé de synthèse introduit l'existence d'une porosité constante dans le cœur de la pastille mais aussi un gradient de proportion de la phase non supraconductrice  $Y_{211}$ . Ce gradient a pour origine le rejet d'une partie des particules  $Y_{211}$  en avant du front de solidification [46] du à la faible viscosité du liquide  $Y_{123}$  et à la forte énergie d'interface des inclusions  $Y_{211}$  [47] (figure 13). En termes de caractéristiques électriques, la densité de courant critique à 77 K de ces conducteurs peut atteindre 500 A/mm<sup>2</sup>.



**Figure 12 :** Photographies montrant la croissance d'un large monodomaine d'YBCO à partir d'un germe déposé



**Figure 13 :** Répartition de la proportion d'inclusion de phase  $Y_{211}$  dans le volume d'une pastille d'YBCO monodomaine obtenue par la méthode de croissance à partir d'un germe.

Enfin citons la possibilité de réaliser des conducteurs constitués de grains de grande taille (variant de 1 à 30 mm) dont la croissance est obtenue grâce au seul gradient thermique (méthode CCG - Ceramo Crystal Growth). La densité de courant critique de ces conducteurs est nettement moins bonnes (30 à 100 A/mm<sup>2</sup> à 77 K) mais peut être considérée comme suffisantes pour la limitation de courant de défaut. Ce procédé de fabrication s'avère également moins coûteux [48].

À partir de ces pastilles texturées, des étapes de découpe, de dépôt d'amenées, de recuit d'amenées de courant et enfin de recuit d'oxygénation sont nécessaires pour obtenir des conducteurs supraconducteurs massifs.

Ces conducteurs sont le siège de micro et macro fissures qui apparaissent durant les différents traitements thermiques [16]. L'origine de ces failles est double :

- Une dilatation thermique différente des phases  $Y_{123}$  et  $Y_{211}$ . Durant le refroidissement, les inclusions de phase  $Y_{211}$  se contractent moins et précontraignent donc la phase  $Y_{123}$ . Des failles peuvent alors apparaître suivant la direction de clivage préférentielle (plans ab). L'apparition de failles est d'autant plus probable que le gradient de phase  $Y_{211}$  est important et que les inclusions  $Y_{211}$  sont de grande dimension.
- Durant l'oxygénation, les paramètres de maille de la phase  $Y_{123}$  évoluent et la dimension suivant l'axe c diminue [3]. Les contraintes dues aux inclusions  $Y_{211}$  citées précédemment sont de ce fait amplifiées après oxygénation.



Différents moyens permettent de réduire l'apparition de ces défauts (diminution des gradients thermiques durant la solidification, diminution de la taille des inclusions de phase  $Y_{211}$  et contrôle du processus d'oxygénation). Ce dernier point a fait l'objet d'avancées significatives durant la thèse de D.Isfort [16] : Le mécanisme d'oxygénation de conducteurs massif se fait par diffusion. Il en résulte l'apparition transitoire de forts gradients du taux d'oxygène durant la synthèse du conducteur. Ces gradients amplifient le risque d'apparition de macro fissures. Des traitements thermiques sous atmosphère contrôlée en oxygène permettant de réduire ces gradients ont été proposés et permettent d'améliorer la qualité des conducteurs. Plusieurs remarques découlent de ce paragraphe :

- La qualité des conducteurs a été améliorée mais des failles subsistent. Les failles macroscopiques ne peuvent pas encore être évitées pour des conducteurs dont la dimension suivant l'axe c est importante. L'obtention de conducteurs "plan ab" de forte section et de conducteurs "axe c" de bonne qualité est problématique.
- Dans le cadre de la limitation de courant, le conducteur est susceptible de subir des chocs thermiques très importants (typiquement  $\Delta T > 100^\circ\text{C}$  en 20 ms) et des gradients thermiques élevés durant la phase de refroidissement. Lorsque les contraintes sont trop importantes, le conducteur se dégrade progressivement par propagation des failles durant les essais successifs.

### **C. Couches minces - "Coated conductors"**

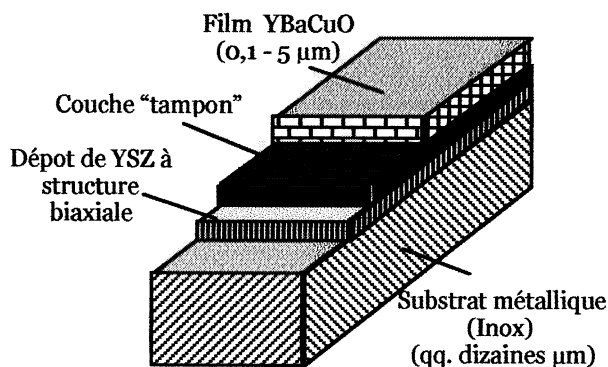
Une autre solution technologique utilisée pour réaliser des supraconducteurs consiste à réaliser un dépôt d'YBCO de très faible épaisseur. La quantité de matériau déposé est faible (< quelques  $\mu\text{m}$ ) mais la qualité de la texturation obtenue peut être excellente et une parfaite épitaxie est obtenue pour les couches très fines. Les performances supraconductrices, en termes de densité de courant critique, sont bien meilleures que celles obtenues sur les matériaux massifs texturés.

Afin d'obtenir une couche de bonne qualité, le substrat sur lequel est déposé le matériau supraconducteur doit posséder une structure cristalline de bonne qualité et cohérente avec la maille de l'YBCO. La technologie la plus souvent rencontrée pour réaliser des conducteurs de taille réduite consiste à déposer l'YBCO sur un substrat mono cristallin ayant des paramètres de maille proches de ceux de l'YBCO ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$  ...). Deux techniques de texturation du substrat moins onéreuses et plus industrialisables font actuellement l'objet de développements :

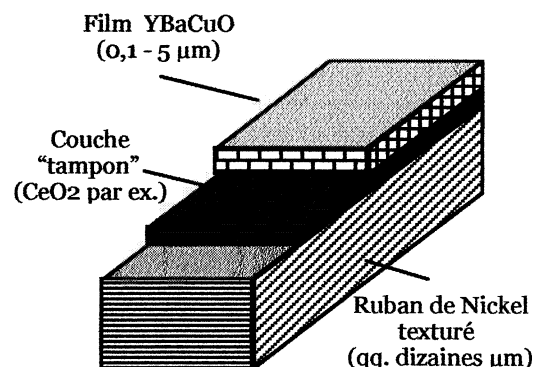
- La technique I.B.A.D. (Ion Beam Assisted Deposition - figure 14) consiste à déposer une fine couche d'YSZ ou de  $\text{MgO}$  texturée par bombardement ionique sur le substrat métallique.
- La technique R.A.Bi.T.S. (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates -figure 15) consiste à texturer directement le substrat de nickel par laminage mécanique et recuit. Cette technique, une fois mise au point devrait permettre l'obtention de conducteurs de très grande longueur.

Les performances supraconductrices obtenues par ces deux procédés de texturation sont à ce jour un peu près équivalentes ( $J_c \approx 10000 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$  pour des longueurs centimétriques, à 77 K et sous induction magnétique nulle) avec quand même un avantage pour la technique IBAD. Notons que les performances de ces conducteurs sont directement dépendantes de la qualité cristallographique du substrat.

L'YBCO étant réactif avec la plupart des métaux (sauf argent et or), une couche "tampon" est déposée sur le substrat métallique. Cette couche a la capacité de transmettre la texturation du substrat au futur dépôt d'YBCO. L'YBCO est enfin déposé, ce qui peut être obtenu par de nombreux moyens (dépôts physiques ou chimiques). Un 'shunt' électrique (or) est éventuellement déposé pour améliorer la stabilité électrique du conducteur. La justification de ce dernier point sera détaillée ultérieurement (Chapitre III, § I, Problématique : Homogénéité de la transition et autoprotection).



*Figure 14 : Couche mince dont le substrat est texturé par méthode I.B.A.D.*



*Figure 15 : Couche mince dont le substrat est texturé par méthode R.A.Bi.T.S.*

### III. État de l'art de la limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs

Le domaine d'application industrielle des matériaux supraconducteurs est encore à ce jour réduit (Imagerie médicale, Spectrométrie, Aimants à haute énergie) mais reste potentiellement très vaste dans les domaines de l'électrotechnique [49] et de l'électronique. L'objectif de ce paragraphe est de décrire plus particulièrement l'application support de mon travail de thèse. Pour cela, je décrirai le fonctionnement du poste électrique de Mazarredo (Espagne) étudié dans le cadre du projet européen BYFAULT (BRPR-CT08-0713). Les informations m'ont été fournies par Mr E. Oyarbide <sup>(1)</sup> que je tiens ici à remercier.

<sup>1</sup> Estanis OYARBIDE, IBERDROLA & Université de Mondragon - Espagne

## A. Limiteur de courant - Fonctionnalité et Environnement

### 1. Pourquoi limiter le courant ?

Chaque partie d'un réseau de distribution électrique alternatif est caractérisée par sa tension assignée ( $U_n$ ), sa puissance assignée ( $S_n$ ) et sa puissance de court-circuit ( $P_{cc}$ ). À puissance assignée donnée, la puissance  $P_{cc}$  est principalement issue du compromis suivant :

- Afin de faciliter la régulation et la stabilisation des réseaux de distribution en fonction de la consommation instantanée (la chute de tension de ligne étant proportionnelle au courant réellement absorbé), cette puissance doit être la plus importante possible.
- Un réseau est constitué de nombreux organes de coupures à tous les niveaux de tension (HTA-HTB-BT) qui ont pour objectif de protéger le réseau en cas de défaut. Or sous tension élevée, la coupure d'un courant de court-circuit, en utilisant les propriétés des arcs électriques, peut être problématique (coupure au passage naturel du courant par zéro, probabilité importante d'échec à la 1<sup>ère</sup> coupure). Pour cette première raison, l'ensemble des éléments constitutifs d'un réseau doit être à même de supporter un défaut électrique pendant plusieurs périodes de 20 ms. Remarquons que la durée du défaut avant coupure dépend du niveau de tension du réseau. En effet, en présence d'un défaut et pour des raisons de sélectivité chronométrique, les délais avant ouverture sont largement plus importants pour le réseau à haute tension amont que pour le réseau basse tension aval. À titre d'illustration, cette condition de sélectivité chronométrique permet par exemple d'éviter que la distribution d'électricité soit interrompue dans un quartier, une ville, lorsqu'un consommateur  $\lambda$  utilise un appareil défectueux et réalise un défaut électrique. La continuité de la distribution d'énergie est améliorée grâce à cette sélectivité temporelle. En pratique, pour le réseau haute tension HTA français, le temps avant ouverture de l'organe de coupure peut être supérieur à 1,2 secondes [50].

Afin de limiter les contraintes thermomécaniques imposées durant un défaut franc, la puissance de court-circuit d'un réseau de distribution admet une limite supérieure déterminée. Les courants de défauts peuvent atteindre, dans les réseaux de distribution actuels, jusqu'à 10 à 30 fois la valeur du courant assigné (courant nominal).

La réalisation d'un appareillage nommé 'Limiteur de courant' remettrait en question les données de ce compromis. Le principe de cet appareillage consiste à introduire une impédance de ligne supplémentaire lorsqu'un défaut apparaît. L'utilisation d'un limiteur de courant engendrerait une amélioration de la qualité de l'énergie distribuée et des économies substantielles. Notons que les réseaux de distribution sont des ensembles très complexes à gérer et qui de ce fait répondent à des normes rigides et contraignantes. L'adjonction d'un nouveau dispositif ne doit pas perturber les réseaux existants.

Il est possible de résumer les caractéristiques d'un limiteur de courant de la façon suivante :

Impédance très faible en régime normal :

Le limiteur de courant doit être invisible lors de ce mode de fonctionnement (Pertes admises inférieures à 0,025 % de la puissance nominale dans le cas d'une localisation série - Enquête CIGRE). Certains transitoires tels que ceux provoqués par l'enclenchement d'un transformateur ne doivent pas provoquer une transition intempestive du limiteur.

Forte impédance en régime de défaut :

Le limiteur doit supporter la tension du réseau et ceci en étant parcouru par un courant valant de une à plusieurs fois le courant assigné (fonction de l'emplacement du limiteur dans le réseau). Le limiteur doit assurer sa fonction dans le cas d'un court-circuit franc mais aussi dans le cas d'un court-circuit impédant (par exemple, cas d'un objet d'impédance non nulle qui court-circuite deux câbles de distribution). Le système doit pouvoir supporter le régime de limitation pendant plusieurs périodes du réseau.

Les contraintes imposées au dispositif de limitation sont rudes. Les contraintes imposées au matériau supraconducteur peuvent être réduites si d'autres éléments sont ajoutés au dispositif (circuit de dérivation et organe de coupure supplémentaire).

Très bonne dynamique :

Le système doit passer du premier mode de fonctionnement au second de façon très rapide (millisecondes) afin de limiter efficacement la valeur du courant de court-circuit [51].

Appareillage industriel pour réseau :

Le système doit être robuste, ne pas nécessiter une maintenance excessive (6 mois) et être à un prix abordable (ordre de grandeur : 10 fois le prix d'un disjoncteur de même puissance).

La transition de l'état supraconducteur vers un état fortement résistif permet de répondre directement aux trois premiers points cités. L'objectif de mon travail entre dans une étude plus globale visant à utiliser des matériaux supraconducteur HTc pour cette application.

Notons à ce propos qu'il est déjà possible de trouver des limiteurs pyrotechniques commercialisés (ABB) pour un réseau 36 kV. Cette solution, qui a le désavantage de nécessiter une intervention humaine à chaque défaut montre néanmoins l'existence d'un marché potentiel. Par exemple, ces limiteurs sont utilisés pour protéger les thyristors des FACTS (Flexible Alternating Current Transmission System) qui améliorent la stabilité et l'efficacité des réseaux de distribution.

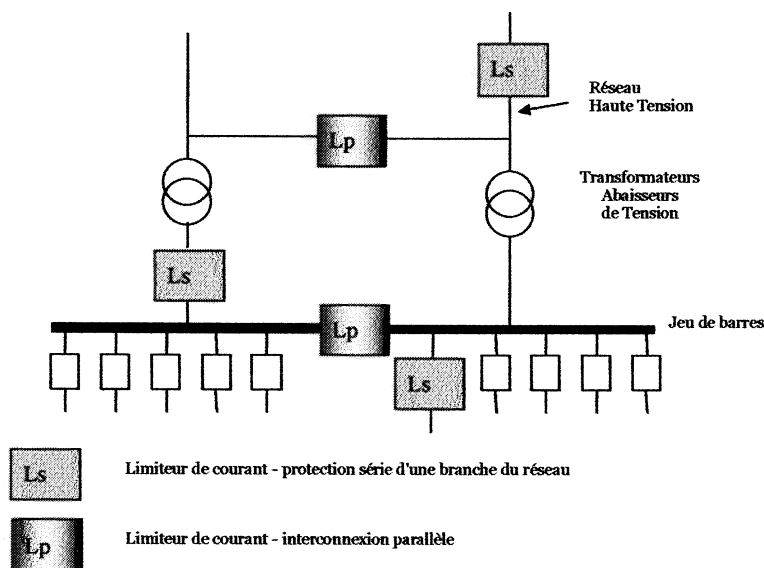
## 2. Localisations possibles d'un limiteur de courant dans les réseaux de distribution

L'insertion d'un limiteur de courant peut avoir deux fonctionnalités différentes selon l'emplacement choisi. Ces deux cas sont étudiés dans ce paragraphe et peuvent être résumés par la figure 16.

### Connexion série :

La première localisation envisagée pour un limiteur de courant consiste à insérer ce dispositif sur une branche du réseau. Cette configuration permettrait de réduire le rapport entre le courant assigné et le courant de court-circuit pour tous les dispositifs situés sur la branche citée (câble, organes de coupure, transformateurs). L'intérêt de cette configuration est certain puisqu'il serait alors possible de transporter plus d'énergie sur un réseau donné. La principale difficulté de cette configuration réside dans les contraintes très importantes imposées au limiteur de courant. En résumé, ces contraintes sont liées à la puissance du réseau à protéger, à la durée de défaut avant coupure (problème de sélectivité temporelle) et à la récupération du dispositif après limitation. Afin d'illustrer ce dernier point, notons qu'une grande partie des défauts sur les réseaux de distribution sont fugitifs et se résorbent sans intervention humaine. Afin d'améliorer la continuité de la distribution d'énergie, des cycles automatisés d'ouverture et fermeture des organes de coupure (cycle OF) sont prévus. Par exemple, dans le cas d'une ligne à haute tension sur le réseau français, lorsqu'un défaut est détecté, l'organe de coupure s'ouvre et se referme automatiquement 300 ms après ouverture. Dans le cas où le défaut est persistant, le circuit est de nouveau ouvert pendant un temps plus long et une nouvelle tentative de fermeture est automatiquement menée. Dans cet exemple, si un limiteur est installé en configuration série, celui ci doit donc avoir retrouvé son état non dissipatif 300 ms après ouverture du circuit.

À très long terme, dans le cas où les réseaux de distribution seraient complètement redimensionnés ou, soyons ambitieux, si les supraconducteurs supplantaient les conducteurs usuels, le dispositif "limiteur de courant" pourrait devenir incontournable dans cette configuration 'série'.



*Figure 16 :  
Représentation d'un  
poste de distribution  
électrique et des  
localisations éventuelles  
d'un limiteur de courant.*

*La source d'énergie est  
constituée de deux  
réseaux indépendants.*

### Interconnexion de réseaux :

Un emplacement bien plus favorable existe pour l'insertion d'un limiteur de courant. En effet, un tel appareillage localisé entre deux réseaux de distribution indépendants permettrait d'améliorer, en termes de continuité de service, la qualité de l'énergie distribuée. Si par exemple un des réseaux venait à être isolé (cas d'un défaut sur ledit réseau ou opération de maintenance d'un poste de distribution) la plupart des consommateurs seraient toujours alimentés par l'autre réseau. Cette interconnexion est actuellement impossible sans limiteur puisqu'elle augmenterait dangereusement la puissance de court-circuit du réseau. En effet, les puissances de court-circuit s'ajoutent lorsque les réseaux électriques sont mis en parallèle.

En résumé, cette configuration est très avantageuse vis-à-vis de nombreux points :

- valeur ajoutée : densification de l'interconnexion des réseaux de distribution ; sécurisation du réseau.
- l'insertion du limiteur ne perturbe pas le fonctionnement et la gestion de chacun des réseaux (schémas de sélectivité) qui en cas de problème peuvent toujours fonctionner de façon indépendante.
- les contraintes imposées au limiteur sont réduites : les cycles OF n'existent plus ce qui laisse plus de temps à l'appareil pour qu'il soit de nouveau opérationnel.

Cette localisation a été choisie comme support du projet Européen BYFAULT, projet dans lequel s'est inséré mon travail. Dans le paragraphe suivant les caractéristiques techniques du poste de moyenne tension de Mazarredo (Bilbao-Espagne) sont résumées.

### **3. Caractéristiques électriques du limiteur destiné au poste de distribution de Mazarredo (Bilbao-Espagne)**

Cette station de distribution est actuellement composée de deux transformateurs 132 kV/13,2 kV constituant des réseaux électriques indépendants. Chacun de ces transformateurs possède deux secondaires délivrant une puissance de 30 MVA et un secondaire permettant la réjection des harmoniques (figure 17). Des travaux de modélisation réalisés par la société Iberdrola qui gère ce poste de distribution et l'université de Mondragon ont permis de déterminer les caractéristiques électriques du limiteur à insérer entre les deux jeux de barres et permettant l'interconnexion des deux réseaux (figure 18).

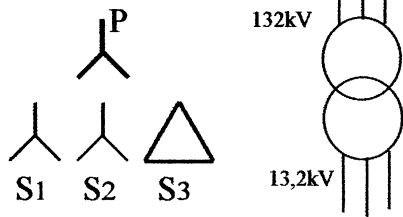


Figure 17 : Schéma de principe de chacun des transformateurs de la station de Mazarredo

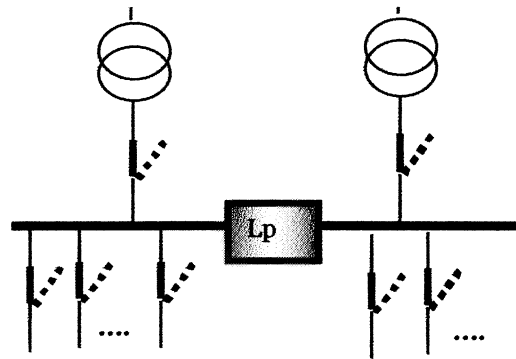


Figure 18 : Interconnexion des deux réseaux du poste de Mazarredo

Les caractéristiques demandées au limiteur peuvent être résumées à l'aide de la figure 19.

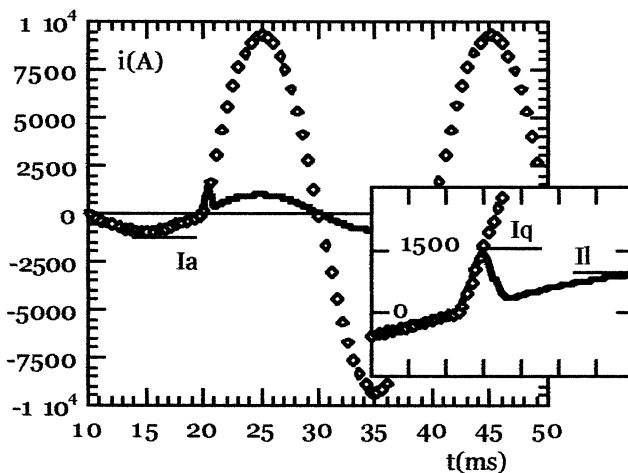


Figure 19 : Réponse en courant d'un limiteur idéal introduit entre les deux jeux de barre de la station servant d'application support au projet BYFAULT.

Courant de défaut sans limiteur ( $\Delta$ )  
 Courant limité par le limiteur idéal (-)

Les courants crêtes assignés ( $I_a$ )  
 d'emballement ( $I_q$ ) et de limitation ( $II$ )  
 sont représentés.

#### Courant assigné ( $I_a$ ) :

C'est le courant qui correspond à une situation sans défaut et pour lequel le limiteur ne doit en aucun cas transiter dans un état fortement impédant. Les pertes, qu'elles soient purement résistives ou qu'elles soient dues à l'hystérésis magnétique du conducteur, doivent être minimisées pour ce courant. Dans le cas idéal où les deux réseaux interconnectés sont identiques et chargés de façon équilibrée, aucun courant ne doit circuler dans le limiteur. Cependant, dans le cas réel, de nombreuses imperfections de chaque réseau (fléchissement du niveau de tension, ondulation (flickers), harmoniques) créent des courants qui circuleront entre les jeux de barres. Notons enfin que le limiteur doit être dimensionné de telle sorte qu'il permette l'alimentation de l'ensemble des consommateurs lorsque l'un des deux réseaux est déconnecté et ceci pendant plusieurs secondes. Finalement, le limiteur destiné à ce poste devrait avoir un courant nominal de 700 A efficace par phase.

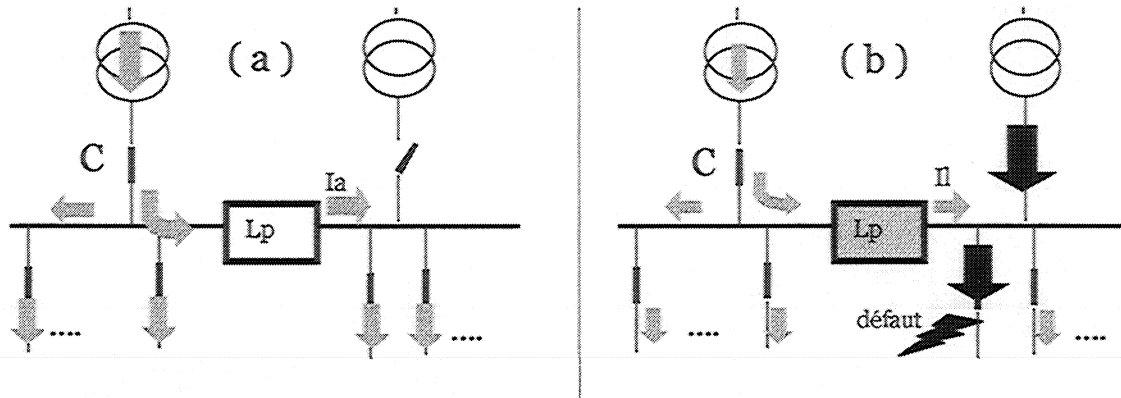
### Courant d'emballement ( $I_g$ ) :

Le courant de transition (I<sub>quench</sub>) correspond à la valeur du courant circulant dans le limiteur pour laquelle le dispositif doit transiter. Ce courant doit être supérieur au courant assigné et bien inférieur au courant circulant dans le jeu de barres lorsqu'un défaut franc apparaît en amont ou en aval de la station. D'après simulations, le courant de défaut dans le cas de cette station peut atteindre 6500 Aeff.

Le courant de transition a finalement été fixé à 1000 Aeff par phase. Cette valeur choisie est supérieure au courant assigné car le dispositif doit être capable de supporter des surintensités transitoires sans transition.

### Courant de limitation ( $I_l$ ) :

Cette grandeur correspond à la valeur du courant circulant dans le limiteur lorsqu'un défaut est apparu. Sachant que chaque transformateur doit être capable d'alimenter durant quelques secondes l'ensemble des deux jeux de barres et que la sélectivité chronométrique du réseau sain ne doit pas être perturbé (figure 20), le courant de limitation doit être inférieur ou égal au courant assigné. En pratique, le courant de limitation a été choisi égal au courant assigné c'est-à-dire 700 Aeff par phase. L'impédance à introduire entre les deux réseaux lorsqu'un défaut apparaît vaut donc pour chaque phase :  $13200 \text{ V} / 700 \text{ A} = 18,9 \Omega$ . La puissance de l'appareillage en régime de limitation s'élève à 9,2 MVA par phase.



*Figure 20 : Chaque transformateur est susceptible de devoir alimenter l'ensemble des deux jeux de barres (a). Le limiteur est dans ce cas non impédant. En cas de défaut (b) sur l'un des réseaux, le courant circulant dans le limiteur doit être limité à la valeur  $I_l$ . Pour ne pas perturber la sélectivité chronométrique du réseau sain (organe de coupure C) le courant de limitation doit être inférieur au courant assigné  $I_a$ .*



## B. Concepts et Prototypes de limiteurs réalisés

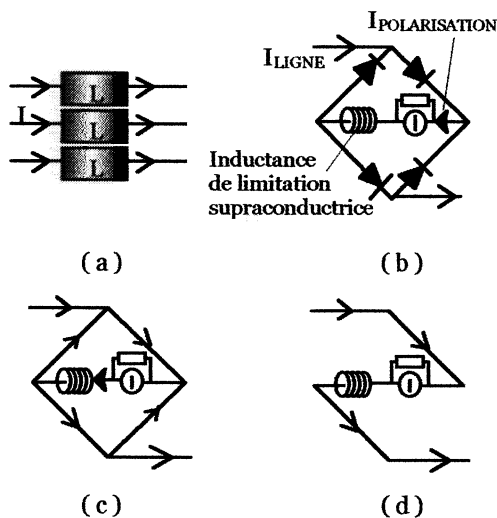
Plusieurs concepts de limiteurs de courant à base de matériaux supraconducteurs existent. L'objectif de ce paragraphe n'est pas de décrire le principe de fonctionnement de tous les systèmes de limitation à base de supraconducteurs HTc mais plutôt de rendre compte des projets qui sont les plus aboutis, les plus étudiés et donc les plus prometteurs actuellement. Les systèmes successivement décrits seront le limiteur inductif sans transition, le limiteur inductif puis le limiteur résistif.

### Limiteur sans transition :

Ce dispositif "précommercial" est l'aboutissement du programme : U.S. DOE Superconductivity Partnership Program (General Atomic ; Inter magnetic General corporation ; Los Alamos National Laboratory California)

Ce limiteur n'utilise pas la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal comme moyen d'insertion d'une impédance. Un jeu d'éléments semi-conducteurs (pont de diodes ou thyristors) permet l'insertion d'une inductance supraconductrice (câble Bi<sub>2223</sub>) dans le réseau lorsqu'un défaut est détecté (figure 21). L'utilisation de thyristors au lieu de diodes améliore la flexibilité du système et rend le dimensionnement de l'inductance plus facile. Les principales caractéristiques techniques de ce limiteur sont les suivantes ([52],[53],[54]):

- Limiteur asymétrique industriel
- Courant assigné : 1200 A / Tension : 15 kV
- 15 km de fil Bi<sub>2223</sub> / Température de fonctionnement : 35\_40 K



**Figure 21 : Schéma de fonctionnement du limiteur sans transition.**

- a : Limiteur triphasé inséré sur le réseau de distribution
- b : Pour chaque phase, le limiteur est constitué d'un pont de diode (en réalité thyristors), d'une source d.c. qui polarise le pont de diode et d'une inductance constituée de fil supraconducteur.
- c : En régime nominal, la source continue polarise les diodes dans l'état passant.  $\frac{1}{2} (I_{POLARISATION} \pm I_{LIGNE})$  circule dans chaque branche du pont.
- d : En régime de défaut, lorsque  $I_{LIGNE}$  est supérieur à  $I_{POLARISATION}$ , deux éléments semiconducteurs se bloquent naturellement. L'inductance supraconductrice est alors insérée dans le réseau.

L'avantage certain de ce dispositif est qu'il utilise un conducteur supraconducteur dont la fabrication est déjà bien maîtrisée au niveau industriel. D'autre part, n'utilisant pas la transition, les contraintes électrothermiques imposées au conducteur sont négligeables. Par contre, ce dispositif est cher, volumineux et utilise des interrupteurs semi-conducteurs ce qui le pénalise sur deux points : chute de tension en régime nominal et généralisation à la haute tension HTB (> 50 kV) difficile.

Limiteur inductif supraconducteur :

Le limiteur inductif est constitué pour chaque phase d'un noyau magnétique, d'un bobinage primaire placé en série sur la ligne à protéger et d'un élément supraconducteur (figure 22). Du point de vue du primaire et en régime normal, cet ensemble est équivalent à l'inductance magnétisante du transformateur court-circuitée par l'impédance très faible de l'élément supraconducteur. Lorsqu'un défaut surgit, le matériau supraconducteur transite ce qui provoque une nette augmentation de l'impédance ramenée au primaire. L'impédance équivalente de l'ensemble devient quasiment égale à la seule inductance magnétisante du transformateur.

Le principal avantage de cette solution réside dans l'absence d'amenées de courant, toujours très coûteuses au niveau cryogénique. L'inconvénient de cette solution est son volume et son poids.

Deux solutions technologiques ont été retenues pour la réalisation de l'élément supraconducteur, l'une à base de matériau de BSCOO fritté et l'autre à partir d'YBCO déposé :

Matériau	Acteurs	Caractéristiques électriques du dispositif	Référence
BSCOO frittés	ABB	prototype triphasé 1,2MVA(70A;10,5kV)	[55]
couche mince d'YBCO	SIEMENS/HYDRO-QUEBEC	Prototype monophasé 43kVA(95A/450V)	[56]
BSCOO en couches épaisses	Central Research Institute of the Electric Power Industry (C.R.I.E.P.I) - Japon	Démonstrateur faible puissance	

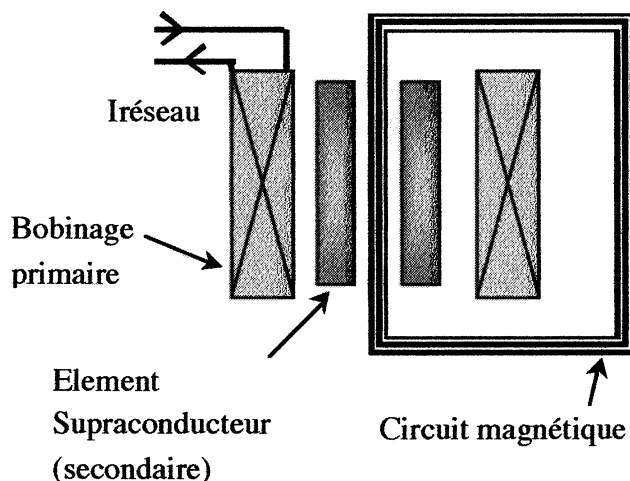


Figure 22 : Limiteur inductif

## Limiteur Résistif Supraconducteur :

### Principe :

Le principe du limiteur résistif consiste à introduire directement un élément supraconducteur sur le réseau à protéger. Dans son état supraconducteur, le matériau est électriquement presque transparent et caractérisé par de très faibles pertes. La transition en masse du matériau vers un état faiblement voire fortement dissipatif (Flux Creep ; figure 11) introduit naturellement une impédance dans le circuit. Le courant de défaut est ainsi limité.

L'inductance du dispositif doit être faible afin de ne pas introduire de chute de tension trop important en régime nominal.

### Dimensionnement :

Le principe de dimensionnement d'un limiteur résistif est le suivant. Une fois la nature du conducteur choisie, il est nécessaire de spécifier les dimensions (section et longueur de conducteur utilisé). Pour cela, quatre données sont à prendre en compte : la température de fonctionnement du dispositif, le courant assigné et le courant d'emballlement ( $I_a$ ,  $I_q$ ), l'énergie que le dispositif doit absorber en cas de défaut électrique et enfin l'impédance à introduire dans le réseau pour limiter efficacement le courant de défaut :

\* Le choix de la température de fonctionnement dépend de la nature du conducteur. Notons cependant qu'il est préférable que ce dispositif soit utilisé à haute température. D'une part, d'un point de vue économique, le coût d'investissement et le coût de fonctionnement d'un cryogénérateur de puissance donnée est d'autant plus important que la température d'utilisation diminue. D'autre part, dans le cas de matériaux possédant une hétérogénéité et un fort courant critique, les risques de dégradation par chauffage local excessif ("hot spots") sont directement liés à la densité volumique de puissance générée au niveau du point faible :  $P_{vol} = \rho \cdot J_q^2$  ; où  $\rho$  représente la résistivité locale du point faible considéré et  $J_q$  la densité de courant d'emballlement :

En faisant l'hypothèse que la transition du point chaud a lieu dans des conditions adiabatiques, l'évolution de la température est régie par l'équation :

$$C_p(T) \cdot \frac{dT}{dt} = \rho(T, J) \cdot J^2(t) \quad (5)$$

En considérant que la densité de courant circulant n'est pas influencée par la transition du point chaud et en assimilant les grandeurs  $C_p(T)$  et  $\rho(T)$  à leurs valeurs moyennes sur la plage de température étudiée :  $C_p^{moy}$  et  $\rho_n^{moy}$  on obtient l'échauffement maximum du "hot spot" pour une onde sinusoïdale [57] :

$$\Delta T_{max} = \frac{\rho_n^{moy}}{2 \cdot C_p^{moy}} \cdot \left( \frac{\hat{I}_q}{S} \right)^2 \Delta t \quad (6)$$

où  $\hat{I}_q$  est la valeur crête du courant d'emballlement minimal et  $\Delta t$  la durée pendant laquelle ce courant d'emballlement minimal intervient (multiple de  $1/2$  périodes).

Vis-à-vis de ce résultat et afin de justifier la simplification consistant à ne tenir compte que des valeurs moyennes  $C_p^{moy}$  et  $\rho_n^{moy}$ , rappelons que pour une température variant de 90K à 200K et dans le cas de l'YBCO, la capacité calorifique et la résistivité  $\rho_n$  ne varient respectivement que d'un rapport 1,7 et 2,5. L'expérience montre qu'une élévation de température de 100 K pour le matériau peut être envisagée dans le cas d'une transition homogène.

Afin de diminuer le risque de dégradation,  $I_q$  doit être minimisé ce qui peut être obtenu par décroissance du courant critique en augmentant la température du conducteur et/ ou par application d'un champ magnétique.

\* Le doublet ( $I_a, I_q$ ) permet, à partir de la densité de courant critique, de déterminer la section de matériau supraconducteur nécessaire. Dans le cas où la caractéristique de la transition  $U(I)$  est très raide (YBCO texturé à 77 K par exemple),  $I_c$  doit être légèrement inférieur à  $I_q$  de façon à se prémunir de toute transition intempestive en fonctionnement normal. Seules les pertes A.C. interviennent alors en régime nominal puisque  $I_a < I_c$ . Lorsque la réponse  $U(I)$  est plus douce (cas où  $J_c$  est faible, Bismuth fritté par exemple),  $I_c$  doit être très inférieur à  $I_q$  de façon à introduire une impédance suffisamment grande dès qu'un défaut apparaît. Ce cas de figure peut imposer  $I_a > I_c$  et donc des pertes résistives très importantes en fonctionnement normal. Ces pertes doivent pouvoir être absorbées par le fluide cryogénique et ne pas déstabiliser thermiquement le conducteur.

\* Dans le cas d'une transition homogène, l'élévation de température et donc l'énergie que le dispositif doit absorber en cas de défaut électrique permet de déterminer le volume minimal ( $Vol_{min}$ ) de matériau nécessaire. On obtient [57] à l'aide de l'équation de la chaleur, en supposant la transformation adiabatique et toujours en considérant la valeur moyenne de  $C_p$  :

$$Vol_{min} = \frac{V \cdot I_{lim} \cdot \Delta t}{C_p^{moy} \cdot \Delta T_{max}} \quad (7)$$

Où  $V$  et  $I_{lim}$  représentent les grandeurs efficaces électriques du limiteur lorsqu'il a transité,  $\Delta t$  la durée du défaut avant isolation électrique et  $\Delta T_{max}$  l'élévation de température qui n'induit aucune détérioration. Dans le cas où une élévation de température de 100 K est acceptée et pour une durée de court-circuit de 20 ms, l'ordre de grandeur du volume minimum de matériau nécessaire atteint  $0,4 \text{ dm}^3 \cdot \text{MVA}^{-1}$  (soit un volume utile minimal de  $4 \text{ dm}^3$  par phase pour l'application support  $13,2 \text{ kV} / 700 \text{ A}$ ). Nous pouvons remarquer que ce dimensionnement ne fait pas intervenir la résistivité à l'état normal du matériau.

Ce critère volumique n'est valable que pour les conducteurs massifs. Dans le cas des couches minces, la section de matériau supraconducteur est faible et cette couche est en contact direct avec un substrat très bon conducteur thermique. L'énergie dissipée par le matériau supraconducteur durant sa transition est en grande partie évacuée dans cet environnement. L'hypothèse consistant à supposer le supraconducteur comme un système adiabatique est donc obsolète. Le volume de conducteur nécessaire est dans ce cas nettement réduit.

\* Une impédance peut être placée parallèlement au supraconducteur. À section de supraconducteur fixée (donc à  $I_q$  fixé) l'adjonction de cette impédance  $R_{//}$  ne permet pas de diminuer les contraintes thermiques infligées au matériau. En effet, avec les hypothèses citées précédemment, il est possible de montrer que le gain obtenu grâce à la dérivation d'une partie du courant dans cette impédance est totalement compensée par l'augmentation de la longueur du conducteur nécessaire pour conserver la même impédance totale. Or, comme nous l'avons vu précédemment, le pouvoir de limitation du courant de défaut est uniquement fixé par cette impédance totale après transition. Par contre, dans le cas où cette impédance est en contact électrique continu avec le matériau supraconducteur, la protection vis-à-vis des points chauds locaux est améliorée. En effet, dans ce cas, la dérivation locale du courant permet d'éviter l'emballement thermique du point faible.

#### Avantages et Réalisations :

Le principal gain du limiteur résistif se mesure en termes de poids et de volume. Le noyau magnétique utilisé dans le limiteur inductif est ainsi évité. Par contre, l'utilisation de matériaux performants ( $J_c$  élevé) rend les contraintes thermiques imposées au matériau très importantes.

De nombreux travaux ont été réalisés sur les supraconducteurs HTc pour la limitation résistive. Les caractéristiques de certains des dispositifs réalisés ces dernières années sont résumés dans le tableau suivant.

Matériau	Acteurs	Caractéristiques électriques des dispositifs réalisés	Réf.
Bi <sub>2212</sub> fritté en plaques	ABB	limiteur résistif 6,4 MVA testé	[58]
Bi <sub>2212</sub> fritté	I.R.C CAMBRIGE (U.K.), MERCK, E.A.Technology, Rolls-Royce	Limiteur inducto/résistif 400 V / 30 A (12 kVA) monophasé	[59]
YBCO texturé	Projet Européen BYFAULT	Limiteur résistif (1kV/100A) et inducto-résistif (300V/100A)	Chap.6
YBCO - Films minces Dépôt sur saphir Tech. IBAD envisagée	SIEMENS	prototype 1 MVA testé en 2001	[60] [61]
Tube Bi <sub>2212</sub> ou couche mince YBCO sur substrat IBAD	Projet Eur. SUPERPOLI Alcatel, Alstom, GOTTINGEN Univ. (Al.), T.U.T. (Finl.), ELECTRABEL, Nexans	liaison électrique limitante entre alternateur et transformateur : monophasé ; 200 V / 2000 A longueur 2 m	[62]

Pour finir, notons que certaines études technico-économiques ont été menées afin de comparer l'efficacité et le coût de plusieurs concepts de limitation ([63] : comparatif avec le même matériau (BSCOO) et à une même température de fonctionnement de 35 K). Les conclusions concernant le choix du système restent cependant très difficiles à donner dans le cas général puisque la technique de fabrication et la forme des conducteurs sont différentes selon les concepts de limitation. Nous retiendrons que le limiteur sans transition possède l'avantage de pouvoir utiliser des câbles fabriqués industriellement et de n'infliger que de faibles contraintes sur ces conducteurs alors que la force du limiteur résistif est sa compacité.

L'ensemble de ce chapitre a permis de décrire brièvement l'environnement dans lequel s'est inséré mon travail. Les bases de la physique des matériaux supraconducteurs HTc, la nature des supraconducteurs HTc utilisables ou étudiés actuellement ainsi que les caractéristiques réseaux de distribution d'un limiteur de courant ont été rappelées. Cette étude ayant été avant tout un travail de caractérisation des matériaux HTc pour la "limitation du courant", il est important de décrire l'environnement instrumental. Ceci fera l'objet du chapitre II.

#### Bibliographie :

- [1] J.G.Bernotz, K.A.Muller ; "Possible high Tc superconductivity in the BaLaCuO<sub>2</sub> system" ; Zeitschrift für Physik Condensed Matter 64, (1986), p189
- [2] <http://www.superconductors.org/type2.htm>
- [3] N.H.Andersen ; B.Lebech ; H.F.Poulsen ; "The structural phase diagram and oxygen partial pressure of YBCO" ; Physica C, vol 172 (1990), N°1-2, p31
- [4] M.Hervieu, B.Domenges, C.Michel, G.Heger, J.Provost, B.Raveau, "Twin and oriented domains in orthorhombic superconductor YBCO" ; Phys.Rev.B,367, (1987), p3920
- [5] J.Cava, A.W.Hewat, B.Batlogg, M.Marezio, K.M.Rabe, J.J.Krajewski, W.F.Peck, L.M.Ruff ; "Structural anomalies, oxygen ordering and superconductivity in oxygen deficient Ba<sub>2</sub>YCu<sub>3</sub>Ox" ; Physica C, 165 (1990) ; p419
- [6] T.P.Orlando, K.A.Delin ; "Foundations of Applied Superconductivity" ; Addison-Wesley Publishing Company ; ISBN 0-201-18323-4
- [7] C.P.Poole Jr., H.A.Farach, R.J.Creswick ; "Superconductivity" ; Academic Press ; ISBN 0-12-561455-1
- [8] C.Veauvy ; Communication privée ; Groupe Mésoscopie ; C.R.T.B.T.
- [9] C.P.Bean, "Magnetisation of high-field superconductors" ; Rev.Mod.Phys.,36 (1964), p31
- [10] W. Norris, "Calculation of hysteresis losses in hard super-conductors carrying ac : isolated conductors and edges of thin sheets" ; Journal of Physics D (Applied Physics). Vol.3, N°4; April 1970; p.489
- [11] E.Vinot "Modélisation des supraconducteurs HTc - Application au calcul des pertes AC", 27 Avril 2000  
G.Donnier Valentin " Contribution à l'étude des transformateurs supraconducteurs et pertes AC ",  
6 Septembre 01 , Thèses soutenues au sein de l'INPG / Spécialité Génie Electrique / préparées au L.E.G. et  
au C.R.T.B.T.

- [12] Y.U.Uemura, B.J.Sternlieb, D.E.Cox et al. " $\mu$ SR Studies of HTc Superconductivity"; *J. de Phys.* C8,sup n°12, T49, 1988, p2087
- [13] K.Semba, A.Matsuda ; "Superconductor-to-insulator transition and transport properties of underdoped YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>" ; *crystalsPhys.Rev.Let* ; Vol 86 (2001), p496
- [14] Tableau récapitulatif de nombreuses publications sur le sujet ; Comment on condensed matter physics, Vol14, N°2, pp 65-127, 1988
- [15] M.Ikebe, H.Fujishiro, T.Naito, M.Matsukawa, K.Noto ; "Anisotropic Thermal Diffusivity and Conductivity of YBCO(123) and YBCO(211) Mixed Crystals " I & II ; *Jpn J. Appl. Phys.* Vol.33 (1994), pp 4965-70 et 6157-9
- [16] D.Isfort ; "Croissance de grands domaines d'YBCO et limitation de courant" ; 8 Avril 02 ; Mémoire de thèse soutenue au sein de l'Université J.Fourier / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / Laboratoire de cristallographie - CRETA
- [17] F.Yu, K.W.White, R.Men ; "Mechanical characterization of top-seeded melt-textured YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>- delta single crystal" ; *Physica C*, 276 (1997), p295
- [18] N.Sakai, S.Seo, K.Inoue, T.Miyamoto; M.Murakami ; "Mechanical properties of RE-Ba-Cu-O bulk superconductors" ; *Physica C*, 335 (2000) N°1-4, p107
- [19] N. Sakai, S. Seo, K. Inoue, T. Miyamoto, M. Murakami. ; "Cracking mechanisms and tensile strength for melt-processed RE-Ba-Cu-O (RE: Sm, Y)"; *Advances in Superconductivity (Proceed. of the 11th ISS'98, Nov.16-19, Fukuoka) vol.11 N°2, 1999, p685*
- [20] Goyal, W. C. Oliver, P. D. Funkenbusch, D. M. Kroeger, S. J. Burns ; "Mechanical properties of highly aligned YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>-d effect of Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>x</sub> particles" ; *Physica C*, No.4-6, Vol.183, N°4-6, 1991, p221
- [21] H. Ledbetter, M. Lei, A. Hermann, Z. Z. Sheng ; "Low-temperature elastic constants of Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>" ; *Physica C*, Vol.225 N°3 &4, 1994, p397
- [22] M.Nikolo ; "Flux dynamics in high-temperature superconductors" ; *Supercond.Sci.Technol.*, 6 (1993), p618
- [23] B.Roas,L.Schultz, G.Saemann-Ishenko ; "Anisotropy of the critical current density in epitaxial YBCO films" ; *Phys.Rev.Let*, 64 (1990), N°4, p479
- [24] V.M.Pan, V.F.Solovjov, H.C.Freyhart ; "Dimensional crossovers and related flux line-lattice states in YBCO" *Physica C*, 279 (1997), p18
- [25] S.Sanfilippo; "Effet des plans de mâcles sur les propriétés physiques du supraconducteur YBCO" ; 10 Décembre 97 ; Mémoire de thèse soutenue au sein de l'Université J.Fourier / Spécialité : Physique / Laboratoire EPM-MATFORMAG
- [26] M.Murakami, M.Morita, K.Doï, R.Miyamoto ; "A new process with the promise of high J<sub>c</sub> in oxide superconductors" ; *Jpn J. Appl. Phys.* Vol.28 (1989), p1189
- [27] B.Martinez, T.Puig, A.Gou, V.Gomis, S.Pinol, J.Fontcuberta, X.Obradors ; "In plane flux pinning in melt-textured YBa<sub>2</sub>O<sub>7</sub>-Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub> composites" ; *Phys.Rev.B* 58 (1998) N°22, p 15198
- [28] H.Safar, J.Y.Coulter, M.P.Maley, S.Foltyn, P.Arendt, X.D.Wu, J.O.Willis "Anisotropy and Lorentz-force dependence of the critical currents in YBCO thick films" ; *Phys.Rev.B* 52 (1995) N°14, p R9875
- [29] P.W.Anderson ; "Theory of Flux Creep in hard superconductors " ; *Phys.Rev.Let*, (1962), Vol.9, N°7, p309
- [30] P.W.Anderson, Y.B.Kim ; "Hard superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov flux lines " ; *Rev.Mod.Phys*, 36 (1964), p39
- [31] D.R.Nelson, V.Vinokur ; "Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors" ; *Phys.Rev.Lett.*, 68 (1992), p2398
- [32] P.H.Kes, J.Aarts, J.Van den Berg, C.J.Van der Beek, J.A.Mydosh ; "Thermally assisted flux flow at small driving forces" ; *Supercond.Sci.Technol.* 1 (1989) p242

- [33] E.H.Brandt ; "Flux diffusion in high-Tc superconductors" ; Zeitschrift Phys. B. - Condensed Matter 80 (1990) p167
- [34] E.Zeldov, N.M.Amer, G.Koren, A.Gupta, R.J.Gambino, M.W.McElfresh ; "Optical and electrical enhancement of flux creep in YBCO epitaxial films" ; Phys. Rev. Lett., Vol 62 (1989), N°26, p3093
- [35] S.Sengupta, D.Shi, Z.Wang, M.E.Smith, P.J.McGinn ; "U-j relationship in type II superconductors" Phys.Rev.B, Vol 47 (1993), N°9, p5165
- [36] M.N.Kunchur, D.K.Christen, J.M.Phillips ; "Observation of Free Flux Flow at High Dissipation Levels in YBCO Epitaxial films" ; Phys. Rev. Lett. Vol 70 (1993), N°7, p998
- [37] Y.S.Cha ; " Magnetic diffusion in HTc superconductors " ; Physica C, 330(2000) ,p1
- [38] V.Meerovich, M.Sinder, V.Sokolovsky, S.Goren, G.Jung, G.E.Shter, G.S.Grader ; "Penetration dynamics of a magnetic field pulse into HTc superconductors" ; Supercond. Sci. Technol. 9(1996) p1042
- [39] L.Porcar " Elaboration et propriétés physiques des composés YBCO texturés pour la limitation du courant ", 26 Decembre 97 ; Thèses soutenues au sein de l'INPG / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / préparées au EPM/MATFORMAG
- [40] P.Zhang, C.Ren, S.Y.Ding, Q.Ding, F.Y.Lin, Y.H.Zhang, H.Luo, X.X.Yao ; "Effect of electric field relaxation on V-I curve" ; Supercond. Sci. Technol. 12 (1999), p571
- [41] F.Breuer, A.Wolf, J.Bock, E.Elschner ; "MCP Bulk Based HTS Components from Nexans for Resistive Current Limiters " ; SCENET - FCL Working Group - Grenoble - Mai 2001
- [42] D.Bourgault, S.Pavart, R.Tournier, J.G.Noudem, L.Porcar, P.Tixador, J.M.Barbut, N.Caillault, J.Aymami, M.Barrault ; "Bulk BiPb2223 superconductors for Fault Current Limitation" ; SCENET - FCL Working Group - Grenoble - Mai 2001
- [43] J.Noudem ; "Texturation des céramiques supraconductrices BiPbSrCaCuO par combinaison des effets du champ magnétique et de la contrainte uniaxiale à haute température critique" ; Thèse de l'université J.Fourier - Grenoble, 1995.
- [44] S.Pinol,V.Gomis, B.Martinez, A.Labarta, J.Fontcuberta, X.Obradors "Bridgman growth and enhancement critical current in textured Y1Ba2Cu3O7-d-Y2Ba2Cu1O5" Jn. All. Cpd., 195 (1993), p11
- [45] X.Chaud, P.Gautier-Picard, E.Beaugnon, L.Porcar, D.Bourgault, R.Tournier, A.Erraud, P.Tixador ; "Elaboration et performances de matériaux supraconducteurs YbaCuO massifs texturés de taille croissante" ; Eur.Phys.J.AP 1 (1998) p289
- [46] M.P.Delamare, H.Walter, B.Bringmann, A.Leenders, H.C. Freyhart ; "Macrosegregation of YBCO particles in top seeded melt textured monoliths" ; Physica C, 323 (1999)
- [47] P.Diko, M.Muralidhar, M.R.Koblischka, M.Murakami ; "Homogeneous distribution of 211 secondary-phase particles in single-grain melt-grown (Nd, Eu, Gd)Ba2Cu3O7 bulk" ; Physica C 339 (2000) p143
- [48] F.N.Werfel, U.Floegel-Delor, R.Rothfeld, D.Wippich, T.Riedel ; "Transport and Quench currents in melt textured polycrystalline YBCO conductors" ; SCENET - FCL Working Group - Grenoble - Mai 2001
- [49] P.Tixador ; "Les supraconducteurs" ; Edition Hermes ; ISBN 2-86601-505-3 ; ISSN 1158-3509
- [50] C.Prévé ; "Protection des réseaux " ; Edition Hermes ; ISBN : 2-86601-688-2
- [51] Verhaege, C. Cottevieille, P. Estop, M. Quemener, J.P.Tavernier et al.; "Experiments with a high voltage (40kV) superconducting fault current limiter" , Cryogenics 36, 1996, p521
- [52] A.Bitterman ; "The DOE, General Atomics HTS FCL" ;Superconductor & Cryoelectronics \_Fall 1999 p19
- [53] Leung-E et al ; "Design and development OF A 15KV, 20KA H.T.S.F.C.L" ; IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol 10, N°1 p865, et p832, March 2000
- [54] <http://www.eren.doe.gov>



- [55] W.Paul, M.Lakner, J.Rhyner, P.Unternahrer, Th.Baumann, M.Chen, L.Widenhorn and A.Guérig ; " Test of 1.2 MVA high Tc superconducting FCL " ; Supercond. Sci. Technol. 10(1997) p914
- [56] J.R.Cave,D.W.Willen et al ; " Testing and Modelling of Inductive Superconducting FCL " ;IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol 7, N°2 p832, June 1997
- [57] P.Tixador, L.Porcar, D.Buzon, E.Floch, R.Tournier, D.Bourgault, D.Isfort, X.Chaud ; "Limitation du courant avec supraconducteurs" VIé Journées de Cryogénie et de supraconductivité, Aussois, Mai 2000
- [58] M.Chen,W.Paul, M.Lakner, L.Donzel, M.Hoidis, P.Unternaehrer, R.Weder, M.Mendik ; "6.4 MVA Resistive Fault Current Limiter Based on Bi-2212 Superconductor" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- August 2001 - Copenhagen
- [59] K.Tekletsadik, M.P.Saravolac, A.Rowley ; "Development of a 7.5 MVA Superconducting FCL" IEEE Trans.Appl.Supercond. Vol 9, N°2 p672-5, June 1999
- [60] B.Gromoll, G.Ries, W.Schmidt, H.P.Kraemer, B.Seebacher, B.Utz, R.Nies, H.W.Neumueller ; "Resistive FCL with YBCO Films \_ 100kVA Functional Model" ; IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol 9, N°2 p656, June 1999
- [61] H.W.Neumuller, W.Schmidt, H.Kinder, H.C.Freyhardt, B.Strizker, R.Woerdenweber, V.Kirchhoff ; "Large area deposition of YBCO thick films for application in resistive FCL devices" ; J. Alloys. Comp. Vol251, N°1-2, April97, p366
- [62] T.Verhaege et al ; "European project on a self-limiting superconducting power link" ; Supercond. Sci. Technol. 13(2000), p488
- [63] L.Salasoo, A.Imece, R.W.Delmerico, R.D.Wyatt; (General Electric Corporate & Development) ; "Comparison of Superconducting FCL concepts in utility applications" ; IEEE Trans.Appl.Sup. Vol5, N°2 p1079, June 1995



# Chapitre II

---

## Caractérisation des Supraconducteurs HTc

L'objectif de cette thèse était de réaliser un ensemble de caractérisations électriques de certains matériaux supraconducteurs HTc en vue de leur utilisation pour la limitation des courants de défaut. L'objet de ce chapitre est de décrire l'environnement expérimental de ces mesures. En premier lieu, les mesures de résistivité et de courant critique sont décrites. Ces caractérisations fournissent certaines des propriétés intrinsèques des matériaux supraconducteurs. Les montages électriques utilisés pour l'étude du comportement d'un matériau supraconducteur en régime alternatif sont ensuite détaillés. Le matériau YBCO texturé étant trop sensible aux points chauds destructifs, un dispositif cryogénique spécifique a été développé. Celui-ci permet d'étudier la transition du matériau supraconducteur pour une température proche de  $T_c$  et dans différents milieux (azote liquide, gaz, vide). La troisième partie de ce chapitre est consacrée au descriptif de ce montage. Enfin quelques précautions nécessaires pour réaliser des mesures électriques de faible niveau dans un environnement perturbé électromagnétiquement seront rappelées. L'ensemble des appareillages et savoir-faire décrits dans ce chapitre ont été développés au sein du C.R.T.B.T. et du C.R.E.T.A.

### I. Caractérisation électrique des supraconducteurs

#### Résistance du conducteur en fonction de la température :

La caractérisation d'un supraconducteur débute par la mesure de l'évolution de sa résistance en fonction de sa température. Cette mesure, réalisée avec un très faible courant de transport, fournit les informations suivantes :

- La température à laquelle le matériau passe subitement de son régime sans résistance à un état dissipatif est mesurée. Dans les matériaux HTc, selon la pureté du matériau [1], l'intervalle de température sur lequel la résistivité disparaît peut s'étaler sur plusieurs degrés. Ceci complique la définition pratique à laquelle la transition se produit et de nombreuses définitions de

températures critiques pratiques peuvent être utilisées ( $T_{\text{CONSET}}$ ,  $T_{\text{COFFSET}}$  (Températures pour laquelle la résistivité est égale à 10 et 90 % de la résistivité  $\rho_n$ ), Température du point d'inflexion de la caractéristique  $\rho(T)$ ).

- La résistivité moyenne du conducteur en fonction de la température est mesurée. Lors d'essais ultérieurs, cette information est utilisée pour estimer la température moyenne de l'échantillon.

Du point de vue électrique, la caractéristique  $R(T)$  est obtenue à partir d'une mesure 4 fils. Afin d'éviter les erreurs dues à la fois aux dérives des offsets des appareils de mesure (la mesure peut durer plusieurs heures) et aux tensions thermoélectriques, on effectue une moyenne des tensions mesurées par injection de courants symétriques.

Les matériaux à caractériser possèdent une température critique supérieure à la température de l'azote liquide. Du point de vue cryogénique, la caractéristique  $R(T)$  est mesurée dans les vapeurs situées au-dessus d'un bain d'azote liquide. Une lente plongée du supraconducteur dans ces vapeurs permet de mesurer  $R(T)$  sur l'intervalle [ 77 K, 300 K ]. Pour se prémunir d'un gradient thermique au sein du matériau étudié et donc pour assurer une mesure de qualité, l'ensemble constitué de l'échantillon et de la sonde de température est placé dans une cavité métallique.

Cette mesure est macroscopique et n'a donc de réelle valeur que lorsque les conducteurs étudiés sont homogènes. L'homogénéité suivant la longueur du conducteur est vérifiée en multipliant le nombre de prises de potentiel. L'homogénéité suivant la section du conducteur nécessite une découpe ultérieure et peut être obtenue à partir d'autres mesures physiques (optique, magnétique).

#### Mesure de courant critique $I_c$ à 1 ou à quelques $\mu\text{V}/\text{cm}$ :

Le courant critique  $I_c$  est obtenu en mesurant la tension engendrée entre deux prises de potentiel lorsqu'un courant circule dans l'échantillon. Rappelons que la transition par dépassement du courant critique est décrite par un mécanisme d'emballlement avalancheux (Flux Creep - cf. Chapitre I) initié bien avant le critère arbitrairement choisi de  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ . La mesure de  $I_c$  est donc susceptible de dépendre des qualités dynamiques de la source de courant utilisée. L'alimentation généralement usitée pour nos mesures fournit des courants de 500 A avec une dynamique pouvant atteindre  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$ . De telles dynamiques peuvent ne pas forcément s'avérer utiles pour nos caractérisations d'autant plus qu'elles augmentent le niveau de bruit moyen des signaux de tensions détectés.

Le résultat de cette mesure s'exprime généralement en termes de densité de courant critique. Cette grandeur n'est rien d'autre que le rapport de  $I_c$  sur la section du conducteur. Notons que cette densité de courant critique est définie à partir d'un critère arbitraire et, bien que très proche, n'a pas de lien évident avec la densité  $J_c$  caractérisant la pénétration magnétique complète du conducteur (Mesure d'aimantation d'un conducteur & modèle de l'état critique). En effet, dans la mesure électrique, le signal mesuré est obtenu alors que le processus d'emballlement a déjà été amorcé.

## II. Étude électrique d'un supraconducteur en régime alternatif

### A. Régime nominal - Mesures de pertes

L'une des caractéristiques fondamentales de l'état supraconducteur est l'absence de résistivité. Nous avons vu dans le chapitre I que cet état n'excluait cependant pas l'existence de pertes lorsque le conducteur est utilisé pour le transport du courant électrique. Ces pertes sont dissociables en deux catégories :

- Les pertes "AC" qui existent dès que le courant de transport est variable (figure 1). Ces pertes sont dues à l'hystérésis magnétique du matériau et sont caractérisées par un signal électrique non symétrique à la montée et à la descente du courant.
- Les pertes "résistives" (figure 2) qui apparaissent lorsque les conditions d'utilisation du matériau sont proches de la surface critique (cf. Chapitre I - figure 1).

La première opération consiste à vérifier que ces pertes n'induisent pas une transition prématurée pour le régime permanent choisi. Ensuite, l'estimation de ces pertes est essentielle pour dimensionner le système de refroidissement associé au dispositif supraconducteur.

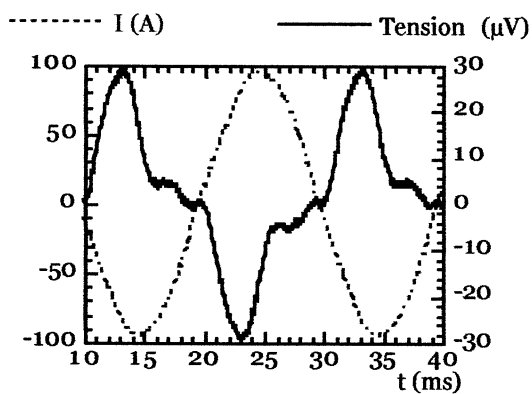


Figure 1 : Exemple de Signaux de pertes AC à 50 Hz obtenus après compensation de la composante inductive. Le signal non compensé avait dans ce cas une amplitude crête de 10 mV.

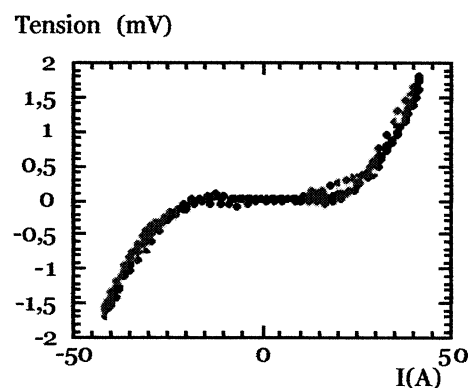
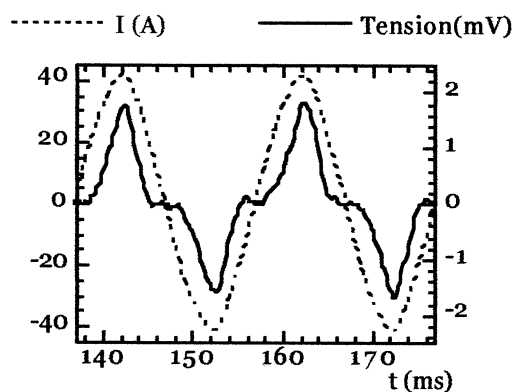
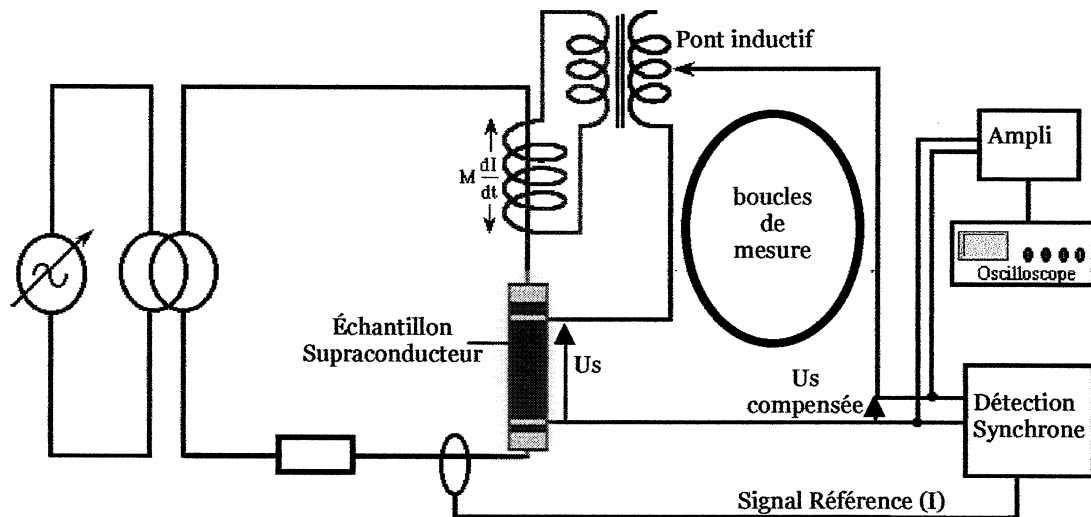


Figure 2 : Signaux de pertes résistives obtenus lorsque le courant imposé au conducteur est conséquent par rapport au courant critique ; longueur de l'échantillon : 1 cm

Ces pertes sont en général très faibles. Les techniques utilisées (calorimétriques, électriques, par aimantation) pour les mesurer nécessitent un appareillage de grande précision et sont souvent très délicates à mettre en œuvre.

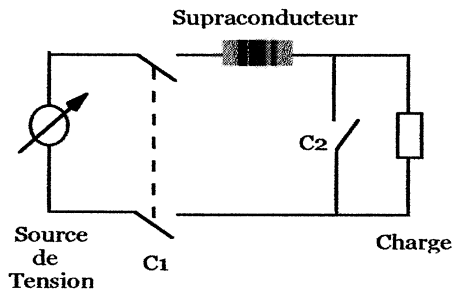
Le dispositif expérimental utilisé au C.R.T.B.T. est de nature électrique [2]. Remarquons que même avec un montage très soigné, les variations de flux magnétique traversant les boucles de mesures (entre les prises de potentiel) créent des tensions inductives ayant des amplitudes bien supérieures aux signaux de pertes. Afin de rendre possible et précise la mesure des pertes, le facteur de puissance est amélioré à l'aide d'une compensation de la composante inductive du signal. Pour se faire et en régime sinusoïdal, une inductance mutuelle est insérée dans le circuit électrique. Celle-ci fournit un signal en quadrature avec le courant dont l'amplitude est ensuite ajustée grâce à un pont diviseur inductif. Le signal ainsi obtenu est directement soustrait à la tension aux bornes du supraconducteur ([3] ; figure 3). Le réglage du pont inductif est obtenu en partie grâce à une détection synchrone qui extrait l'amplitude des signaux en phase et en quadrature par rapport au courant. Une fois la composante inductive compensée, la mesure de la puissance dissipée est obtenue par lecture directe sur un wattmètre, par intégration des signaux enregistrés sur l'oscilloscope ou à partir de la détection synchrone.



**Figure 3** : Schéma de principe de mesure des pertes AC. en régime sinusoïdal : Le conducteur est alimenté par une source alternative sinusoïdale. La composante inductive du signal mesuré est compensée à l'aide d'un pont inductif. Une détection synchrone permet d'affiner cette compensation.

## B. Régime de défaut - Etude de la transition

Nous souhaitons analyser le comportement de supraconducteurs dans des conditions similaires à celles d'un limiteur résistif inséré dans un réseau de distribution électrique. Cette étude apporte des informations sur la dynamique de la transition, les contraintes électriques et thermiques maximales et le temps nécessaire à la récupération de l'état supraconducteur après transition. La figure 4 indique le schéma de principe du circuit utilisé pour cette étude.

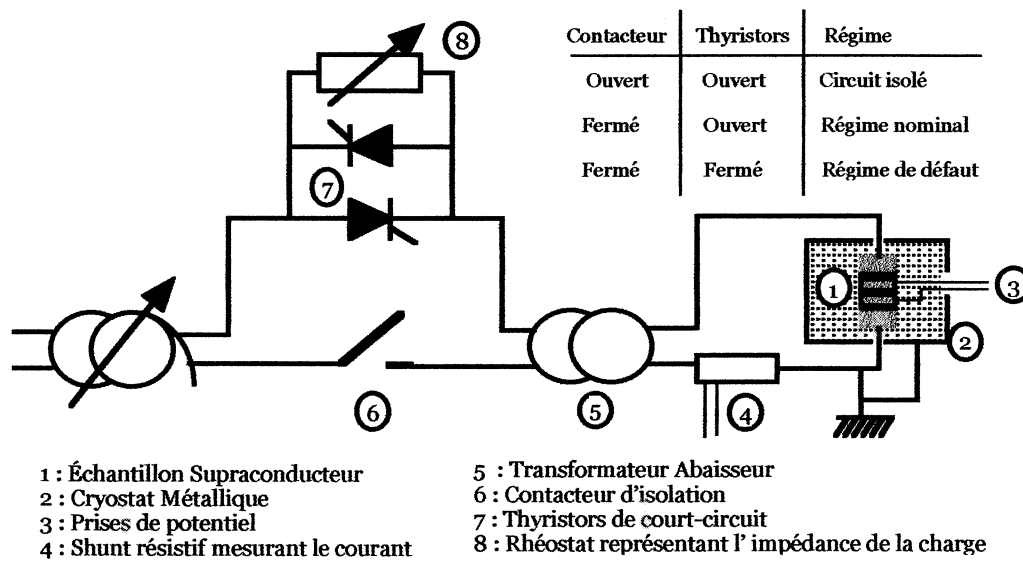


*Figure 4 : Schéma de principe du circuit utilisé pour caractériser les échantillons supraconducteurs en régime sinusoïdal.*

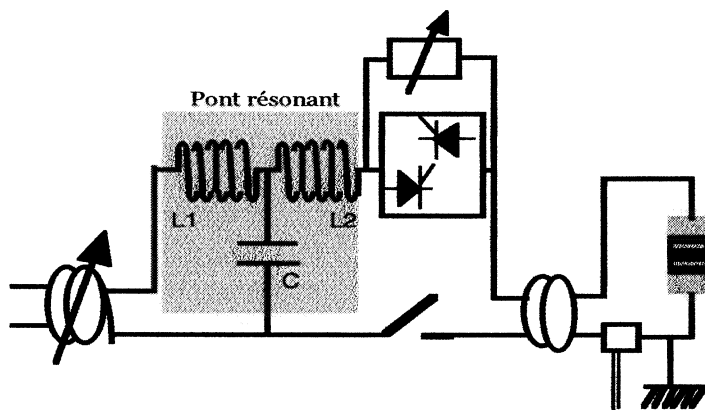
Le supraconducteur est initialement soumis à un régime permanent (C1 fermé et C2 ouvert). Le courant circulant dans le supraconducteur durant ce régime est imposé par la source de tension et par l'impédance de la charge. La fermeture de C2 provoque une augmentation brutale du courant et ceci jusqu'à ce que l'ouverture de C1 isole la source électrique.

Les échantillons supraconducteurs étudiés sont caractérisés par un courant critique élevé et une faible longueur. La tension aux bornes d'un échantillon dans l'état normal est donc modérée. Afin d'adapter notre source d'énergie à l'étude des supraconducteurs, un transformateur abaisseur de tension s'avère nécessaire. En pratique et afin de réduire les contraintes en courant sur C1, C2 et la charge, ces éléments sont placés au primaire du transformateur abaisseur de tension (figure 5). L'utilisation de thyristors (interrupteur C2) permet de définir avec précision par rapport à la source de tension, l'angle du signal sinusoïdal pour lequel le court circuit intervient.

Le circuit de la figure 5 ne tient pas compte des capacités des lignes des réseaux de distribution. Lorsqu'un défaut intervient, ceux-ci contribuent à l'apparition de régimes transitoires à haute fréquence (typiquement quelques kHz). Une cellule résonante (figure 6) peut éventuellement être ajoutée à notre montage lorsqu'on souhaite étudier le comportement du supraconducteur face à ces régimes transitoires.



**Figure 5 :** Essais en limitation dans la configuration d'un réseau alternatif : Schéma du circuit utilisé pour caractériser les échantillons supraconducteurs

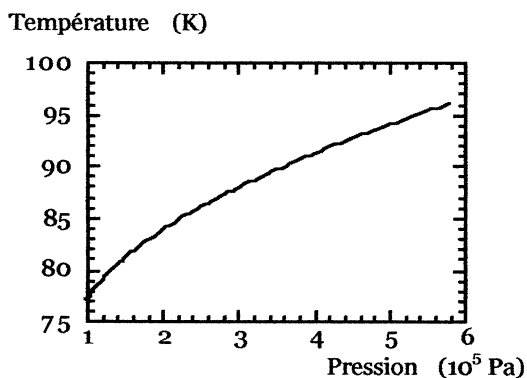


**Figure 6 :** Schéma de principe du circuit utilisé pour étudier le comportement des échantillons supraconducteurs durant les régimes transitoires à haute fréquence



### III. Choix de la température du fluide cryogénique

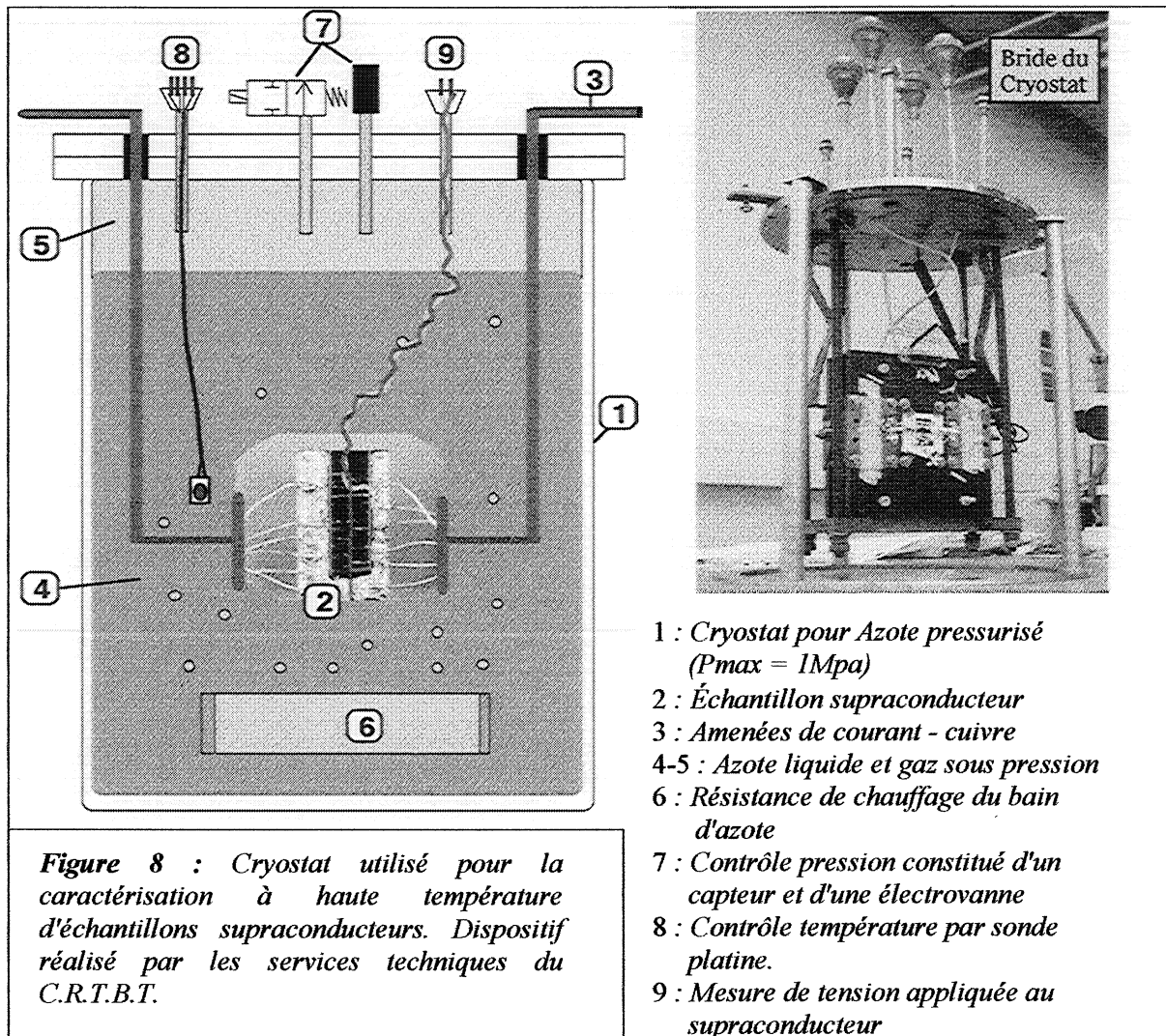
Les conducteurs YBCO texturés ont des densités de courant critique élevées et sont donc de fait très sensibles aux points chauds ('hot spots'). Lorsqu'il est oxygéné de façon optimale, les propriétés actuelles de ce matériau rendent impossible son utilisation pour la limitation de courant à la température de l'azote liquide. Afin d'affaiblir les risques de détérioration dus à ces points chauds, la densité de courant critique doit diminuer. Ceci peut être obtenu par élévation de la température du fluide cryogénique. Afin d'étudier la transition de l'YBCO pour des températures proches de  $T_c$ , notre groupe s'est orienté vers l'utilisation d'un bain d'azote liquide pressurisé. La figure 7 donne la température d'équilibre d'un bain d'azote liquide en fonction de la pression appliquée sur le bain. À pression atmosphérique, la température d'un bain d'azote liquide est voisine de 77 K et vaut 94 K pour une pression de 0,5 Mpa.



*Figure 7 : Évolution de la température d'équilibre de l'azote liquide en fonction de sa pression.*

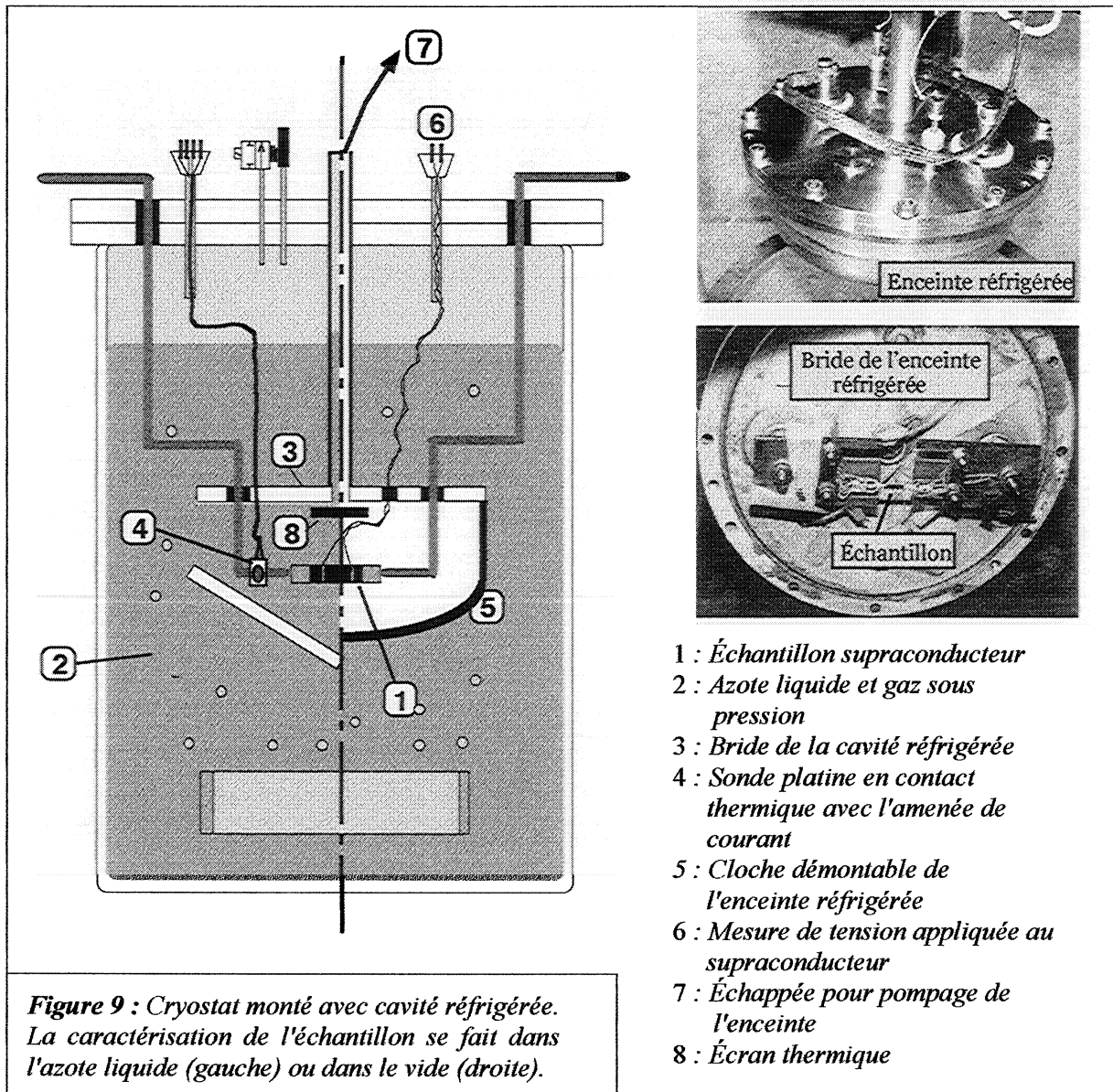
Notons que d'autres solutions plus pratiques pourraient être choisies pour un dispositif industriel. Par exemple, l'utilisation de conducteurs oxygénés de façon partielle ou d'un autre fluide cryogénique (argon liquide ;  $T_{0,1 \text{ Mpa}} \approx 87 \text{ K}$ ) est facilement envisageable. Néanmoins, la solution d'un bain pressurisé est expérimentalement la plus pratique puisqu'elle permet de changer facilement la densité de courant critique du matériau.

Un cryostat spécifique a été réalisé (figure 8). Il est utilisé pour tester électriquement les échantillons supraconducteurs dans l'azote liquide sous pression. Le cryostat ayant été dimensionné pour supporter une pression maximale de 1 Mpa, la gamme de température d'équilibre du bain varie entre 77 K et 96 K. La température du bain voulue est obtenue par le contrôle de la pression via un capteur et une électrovanne. Afin d'accélérer l'établissement de la température d'équilibre et d'éviter une stratification thermique du bain d'azote, une résistance électrique de chauffage a été installée au fond du bain. Le contrôle fin de la température du bain est finalement obtenu à partir de sondes platine PT100 de classe A (Norme européenne EN60751) fixées au voisinage de l'échantillon. Bien que la connaissance de la température absolue soit entachée d'une incertitude relativement importante ( $\Delta T = \pm 0,55 \text{ K}$ ), l'utilisation systématique de la même sonde de référence permet d'obtenir une précision bien meilleure ( $\Delta T < 0,1 \text{ K}$ ) et jugée suffisante pour notre étude.



Le montage précédent a été modifié afin d'étudier l'influence des échanges thermiques sur le comportement du supraconducteur (figure 9). Une enceinte constituée d'une bride et d'une cloche amovible peut être installée dans le cryostat. Il est alors possible d'étudier le supraconducteur dans un environnement liquide (cloche démontée) ou dans le vide (cloche fixée sur la bride) pour la même gamme de température (77 K - 96 K) et sans avoir à démonter l'échantillon. Dans le cas où l'échantillon est dans le vide, son refroidissement est principalement obtenu par conduction thermique le long des amenées de courant et par rayonnement. Le contrôle de température est obtenu à partir d'une sonde platine en contact thermique avec l'amenée de courant ou avec l'échantillon. Un temps de stabilisation bien supérieur au temps de diffusion thermique le long du supraconducteur est respecté avant chaque mesure (Diffusivité thermique suivant les plans ab :  $D_{Th} \approx 14.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  ; Temps caractéristique de diffusion thermique sur une longueur de 2 cm :  $\tau \approx 1 \text{ min}$  ; 5 cm :  $\tau \approx 6 \text{ min}$ ).

L'installation d'un écran thermique à l'extrémité du tube de pompage s'avère expérimentalement nécessaire afin de limiter la puissance rayonnée (estimée à 100  $\mu\text{W}$ ) et donc d'améliorer le contrôle de la température de l'échantillon.



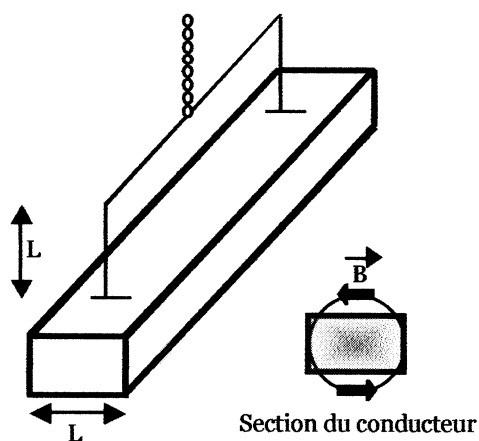
## IV. Mesures électriques

L'objectif de ce paragraphe est de décrire quelques aspects du mode opératoire et des précautions nécessaires à la mesure de tensions de faible niveau (jusqu'à quelques  $\mu\text{V}$ ). La tension à mesurer est issue de deux contacts électriques placés sur le matériau supraconducteur. Afin de minimiser le bruit de mesure il est nécessaire d'avoir une bonne résistance électrique au niveau de ces contacts. De ce fait, les prises de potentiel sont fixées par de la pâte d'argent. Ce métal est inerte vis-à-vis des supraconducteurs HTc et établit un bon contact électrique après recuit et diffusion de l'argent.

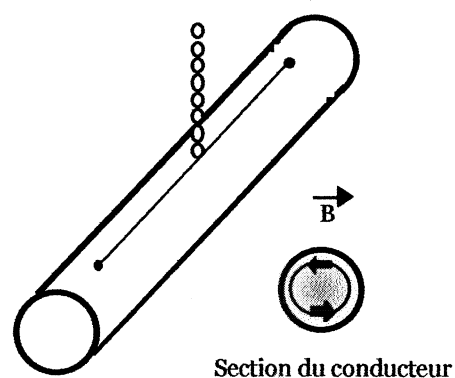
Différentes réflexions ont été menées antérieurement [4],[5] afin de déterminer la disposition spatiale des fils de mesure permettant de minimiser l'erreur commise.

- Vis-à-vis des signaux "résistifs" (pour des courants voisins ou supérieurs à  $I_c$ ), la mesure optimale est obtenue lorsque la boucle formée par les fils de mesure est d'aire minimale (fils de mesures plaqués sur le supraconducteur). Cette précaution permet en effet de minimiser la valeur du signal inductif parasite créé par l'environnement électromagnétique.
- Vis-à-vis des signaux de pertes AC, la disposition de ces fils de mesure dépend de la section du conducteur (figure 10). Pour un conducteur cylindrique, le plaquage des fils de mesures est préconisé pour les mêmes raisons que précédemment. Pour un conducteur de section rectangulaire, une partie du flux propre circulant à l'extérieur du conducteur doit être prise en compte pour la mesure des pertes. Pour cela, une boucle de largeur caractéristique, la plus grande dimension de la section du conducteur est préconisée.

Les fils de mesure sont protégés des perturbations électromagnétiques rayonnées. Un blindage élimine l'influence des perturbations électriques et torsader les fils de mesure réduit l'effet du rayonnement magnétique. Dans la mesure du possible, les sources perturbatrices (câbles de puissance, alimentation des appareillages, contacteurs, électrovanne) sont éloignées physiquement des fils de mesure. Un travail destiné à minimiser l'émission des sources perturbatrices est également mené (câbles de puissance torsadés, capacité et ferrites au voisinage des sources de perturbation HF comme les contacteurs et électrovannes).



*Figure 10 : Mesures de pertes AC : Prises de potentiel sur un conducteur rectangulaire. Une partie de l'induction magnétique induite circule à l'extérieur du conducteur.*



*Mesures de pertes AC : Prises de potentiel sur un conducteur rond uniforme.*

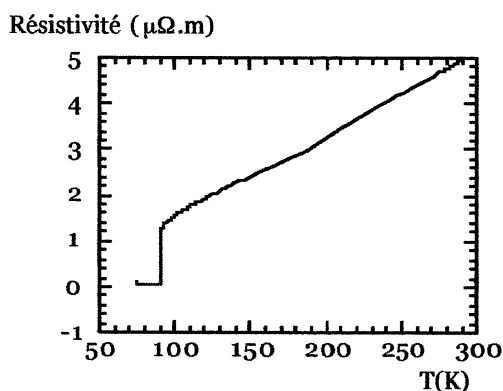
Les mesures qui sont réalisées sont des mesures différentielles et l'évolution de chaque potentiel par rapport à la masse du circuit ne nous importe peu. Cependant, durant les essais en limitation, le matériau supraconducteur devient fortement résistif. Ceci induit une évolution très rapide et très importante de chacun des potentiels par rapport au potentiel de référence des appareils de mesure (nommés potentiels de mode commun). À calibre de tension fixé, de trop fortes tensions de mode commun peuvent rendre les mesures différentielles totalement fausses et ceci malgré l'utilisation d'oscilloscopes récents et performants [6]. Ce défaut n'étant pas aisément détectable durant un régime transitoire, le potentiel de masse est fixé au voisinage direct du supraconducteur. Dans le cas où un ensemble série de supraconducteurs est testé en limitation, ce problème devient crucial et il faut placer le point de masse au milieu de l'ensemble des supraconducteurs. Si une grande précision de la mesure différentielle n'est pas requise, le niveau de tension mode commun peut être simplement amélioré en augmentant le calibre de tension de l'appareillage.

Remarques sur les paramètres de caractérisation :

- Mesures électriques et estimation de la température:

L'une des grandeurs prépondérantes pour la limitation de courant est la température du conducteur. Cette température peut difficilement être mesurée directement mais peut par contre être estimée. Dans tous les cas, notons que l'estimation faite se fonde sur une mesure électrique macroscopique ce qui suppose que la température du matériau est homogène suivant sa section et sa longueur.

La première solution pour estimer la température d'un échantillon consiste à calculer la résistance du conducteur à partir de la tension et du courant mesuré et de la comparer avec la mesure  $R(T)$  (figure 11). L'hypothèse selon laquelle le profil de température suivant la section du conducteur doit être le même durant la mesure  $R(T)$  et l'essai étudié est posée. Les échanges thermiques avec le bain d'azote sont donc négligés et l'échauffement dû aux pertes est supposé uniforme.



*Figure 11 : Mesure de résistivité obtenue sur un méandre plan ab. Cette caractéristique est ultérieurement utilisée pour estimer la température du conducteur durant un essai de limitation.*

La seconde solution consiste à calculer l'énergie dissipée durant l'essai en limitation. À partir de la connaissance de la capacité calorifique du matériau (cf. Annexe,  $\Delta c_p/c_p \approx \pm 15\%$ ) et en négligeant les échanges thermiques avec le bain, il est possible de calculer l'élévation de température due à l'énergie dissipée ((1) - figure 12).

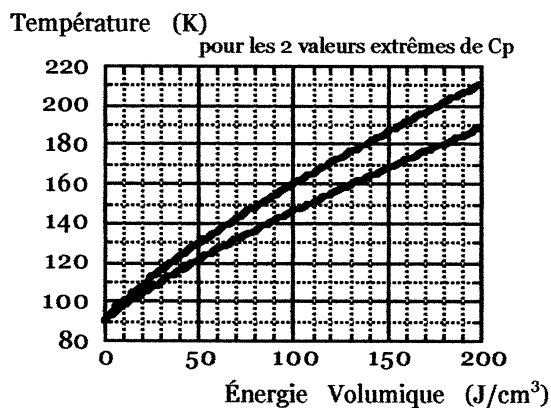
$$\int_0^t (v(t) \cdot i(t)) \cdot dt = L \cdot S \cdot \int_{T_{\text{BAIN}}}^{T(t)} c_p(T) \cdot dT \quad (1)$$

L et S représentent respectivement la longueur de l'échantillon entre les prises de potentiel et sa section.

Dans les deux cas, la validité des estimations réalisées présuppose que :

- Le conducteur et la transition sont homogènes sur toute la section de l'échantillon et sur toute la longueur entre les prises de potentiel.
- Le conducteur est dans des conditions quasi adiabatiques durant l'essai en limitation.

Compte tenu de ces hypothèses, l'information fournie ne donne des indications que sur la température moyenne du conducteur. Cette information sera d'autant plus valable que l'homogénéité de la transition aura été vérifiée. Pour justifier cela, rappelons le cas du 'hot spot' pour lequel la première hypothèse n'est pas vérifiée. Dans ce cas, la tension mesurée est très faible alors que la température de la zone faible peut s'être élevée de plusieurs centaines de degrés.



*Figure 12 : Échauffement moyen du matériau YBCO en fonction de l'énergie volumique fournie. Chaque tracé correspond aux valeurs extrêmes  $C_p(T)$  issues de la littérature (cf. Annexe).*

### -Transition et loi de puissance :

De façon empirique, la transition d'un matériau supraconducteur suit assez bien, au voisinage de  $I_c$ , un modèle de type loi de puissance :

$$|E| = E_0 \cdot \left( |I| / I_c \right)^n \quad (2)$$

$E$  : champ électrique moyen ;  $E_0$  : Critère  $1\mu V.cm^{-1}$  ;  $I_c$  : Courant critique moyen au critère  $E_0$

Les paramètres  $I_c$  et  $n$  permettent de rendre compte du comportement du matériau supraconducteur. Le paramètre  $n$  décrit le caractère abrupte de la transition. Plus le paramètre  $n$  est faible, plus la transition est "douce". Afin de vérifier que la réponse d'un supraconducteur suit bel et bien un comportement en loi de puissance, il suffit de vérifier le caractère linéaire de la caractéristique  $U(I)$  représentée suivant des échelles logarithmiques.

### Bibliographie :

- [1] C.P.Poole Jr., H.A.Farach, R.J.Creswick ; "Superconductivity" ; Academic Press ; ISBN 0-12-561455-1
- [2] M.N.Wilson ; "An improved technique for measuring hysteresis loss in superconducting magnets" ; Cryogenics 13 (1973) p361
- [3] H.Daffix ; "Étude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400tr/min" ; Mémoire de thèse soutenu à l' Institut National Polytechnique de Grenoble ; Octobre 1996
- [4] E.Vinot "Modélisation des supraconducteurs HTc - Application au calcul des pertes AC", 27 Avril 2000  
G.Donnier Valentin " Contribution à l'étude des transformateurs supraconducteurs et pertes AC ",  
6 Septembre 01  
Thèses soutenues au sein de l'INPG / Spécialité Génie Electrique / préparées au L.E.G. et au C.R.T.B.T.
- [5] J.Clem, T.Pe, J.McDonald ; "Voltage-Probe-Position Dependence and Magnetic-Flux Contribution to the Measured Voltage in ac Transport Measurements : Which Measuring Circuit Determines the Real Losses ?" Proc. Of Polish-US Conference on HTS, Springer Verlag Sept. 1995.
- [6] Oscilloscope Nicolet-Integra20-12 bits ; Taux de réjection en mode commun à 1 kHz et pour un calibre compris entre 5 mV/div et 200 mV/div : 60 dB.







# Chapitre III

---

## Supraconducteurs HTc pour la limitation de courant

Dans le chapitre d'introduction ont été décrits les procédés de synthèse des conducteurs pour la limitation résistive du courant. L'objet de ce chapitre est de caractériser ces conducteurs lorsqu'ils sont insérés dans un circuit alternatif. Dans le premier paragraphe sont rappelés l'enjeu que représente une transition homogène et le concept d'autoprotection. Ensuite sont abordés successivement le comportement des conducteurs massifs à base de Bismuth, des couches minces YBCO et des conducteurs mono domaines YBCO utilisés dans un limiteur. Les conducteurs YBCO mono domaine ont fait l'objet d'une étude plus poussée. Enfin, les conclusions quant aux qualités nécessaires pour la réalisation d'un dispositif industriel sont énoncées.

### **I. Problématique:**

#### **Homogénéité de la transition et Autoprotection**

Afin d'améliorer les caractéristiques dynamiques et l'efficacité du limiteur de courant, le supraconducteur utilisé doit posséder une densité de courant critique élevée est primordial. En effet, l'emballement thermique du matériau est d'autant plus franc que la densité de courant est élevée durant la transition. Rappelons que la puissance volumique instantanée générée au sein du matériau est égale à  $E(J)*J$ .

Par contre l'utilisation de matériaux supraconducteurs performants en courant critique ne peut se faire que si l'homogénéité du matériau est bonne. L'objet de ce paragraphe est d'explicitier quelles conséquences découlent de l'utilisation d'un matériau hétérogène vis-à-vis de la transition et du limiteur de courant.

Les paramètres électriques ( $J_c$ ,  $\rho_n$ ) des supraconducteurs HTc actuellement synthétisés peuvent varier de façon notable. Cette plage de variation est encore importante car les procédés de fabrications sont complexes et ne sont pas parvenus à maturité technologique. Les progrès obtenus dans l'élaboration des matériaux permettent d'envisager une plus grande reproductibilité des caractéristiques électriques mais la réalisation de conducteurs YBaCuO texturés parfaitement homogènes reste encore difficile à ce jour. Cet état de fait représente la principale difficulté pour la limitation de courant résistive. Traitons ce problème dans le cas d'hypothèses simplifiées (l'aspect dynamique de la transition et l'hétérogénéité en résistivité ne sont pas pris en compte).

Soit un supraconducteur HTc dont la densité de courant critique n'est pas constante suivant sa longueur (figure 1). Plaçons cet élément en série dans un circuit électrique. Instantanément, et selon la valeur du courant de transport, aucune, une partie ou tout le conducteur va transiter dans un état dissipatif. Dans le cas du régime assigné, aucune zone ne doit transiter. Par contre, comme il a été spécifié au chapitre I, le limiteur doit être efficace et mécaniquement robuste vis-à-vis de défauts francs ou impédants. Ceci implique que les cas d'une transition totale ou partielle sont susceptibles d'apparaître. Le cas de la transition partielle est le plus défavorable pour deux raisons.

En considérant la résistivité du conducteur ayant transité égale à une résistivité constante  $\rho_n$ , l'impédance introduite dans le circuit est directement proportionnelle à la longueur transitée  $L_t$ .

$$R = \frac{\rho_n \cdot L_t}{S} \quad (1)$$

Dans le cas où cette longueur est insuffisante, la limitation du courant est inefficace et les dispositifs du réseau électrique ne sont pas protégés.

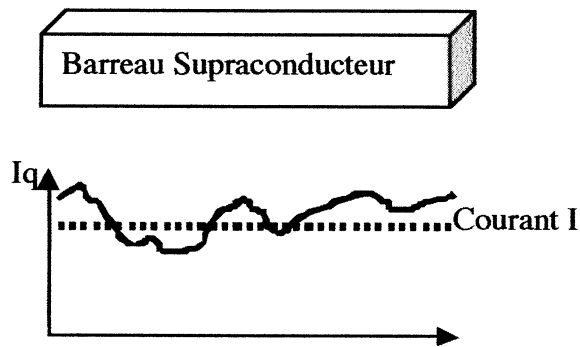
Si une transition partielle du limiteur peut rendre le dispositif inefficace face à certains défauts, elle peut également représenter un danger pour le matériau supraconducteur. Considérons le régime de courant quasi sinusoïdal pour lequel la limitation du courant est efficace. Toujours avec les mêmes hypothèses simplificatrices, la densité de courant circulant dans la zone ayant transitée vaut (figure 1):

$$J = \frac{U}{((Re \cdot S + L_t(t) \cdot \rho_n)^2 + X_e^2 S^2)^{0,5}} \approx \frac{U}{L_t(t) \cdot \rho_n} \quad (2)$$

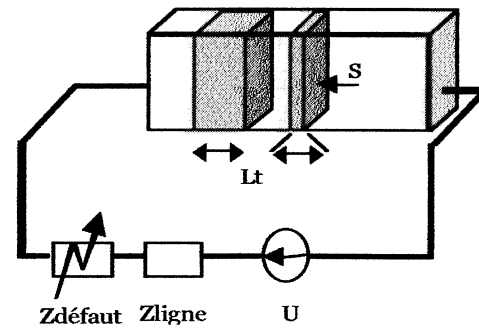
En considérant la transformation adiabatique, l'élévation de température de la zone ayant transitée initialement et à l'instant  $t_0$  vaut :

$$\Delta T = \frac{\int_{t_0} (\rho_n \cdot J(t)^2) \cdot dt}{C_p} \quad (3)$$

Cette élévation de température est croissante avec le niveau de  $J(t)$  et cette densité de courant est d'autant plus importante que la longueur  $L_t(t)$  est faible. À tension fixée, il résulte que l'élévation de température du matériau ayant transité à l'instant initial  $t_0$  est d'autant plus élevée que  $L(t)$  est importante. Une excursion trop importante en température peut être responsable d'une dégradation locale du matériau.



**Figure 1** : Variation spatiale du courant critique d'un barreau supraconducteur



$$Z_{\text{ligne}} + Z_{\text{défaut}} = R_e + jX_e$$

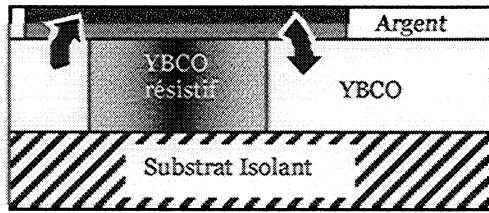
Ce barreau placé en série dans un circuit électrique. Seule une longueur  $L_t$  de conducteur transite

Donc, en améliorant l'homogénéité de la transition, les performances du limiteur progressent et surtout les risques de dégradation du matériau sont plus faibles. Certaines astuces, telle qu'une décharge capacitive synchronisée avec l'instant du défaut [1] ou l'application d'un champ magnétique [2], peuvent améliorer l'homogénéité de la transition sans pour autant augmenter les contraintes thermiques appliquées au conducteur. Ces solutions ont néanmoins le désavantage de compliquer la structure du dispositif et ne sont pas forcément envisageables pour une application haute tension. Lorsqu'un conducteur est à même de supporter tout type de défauts sans aide extérieure, on le qualifie d' "auto-protégé".

L'existence des joints de grains répartis uniformément dans le conducteur rend en général les matériaux frittés naturellement auto-protégés. En effet, durant la transition, ces joints échauffent uniformément le matériau. L'emballement thermique est donc initié dans tout le volume du conducteur. Pour les couches minces, l'auto protection est obtenue par le dépôt d'une fine couche d'argent sur le conducteur YBCO. Celui-ci agit principalement comme un shunt électrique. Après transition, une forte proportion du courant circule dans l'argent ce qui, en limitant la puissance joule générée au sein du supraconducteur, modère son emballement thermique (figure 2). Notons à ce propos que les progrès réalisés dans la fabrication de ces couches rendent envisageable la disparition de cette couche d'argent. Vis-à-vis des conducteurs mono domaines, le seul moyen utilisé à l'heure actuelle consiste à diminuer leur courant d'emballement (Chapitre I- § III-B - relation 4). La puissance engendrée durant la transition des seuls points faibles devient alors non destructrice. Les moyens envisagés sont la désoxygénation du matériau YBCO [3], le dopage [4], ou l'utilisation d'une température de fonctionnement plus élevée.

Pour conclure ce paragraphe, je dirais simplement que le problème de l'autoprotection du conducteur est primordial. Nous verrons ultérieurement que ceci est d'autant plus vrai que le dispositif est voué à être inséré sur un circuit à haute tension.

**Figure 2 : Autoprotection d'un conducteur 'couche mince' par dépôt d'argent :**



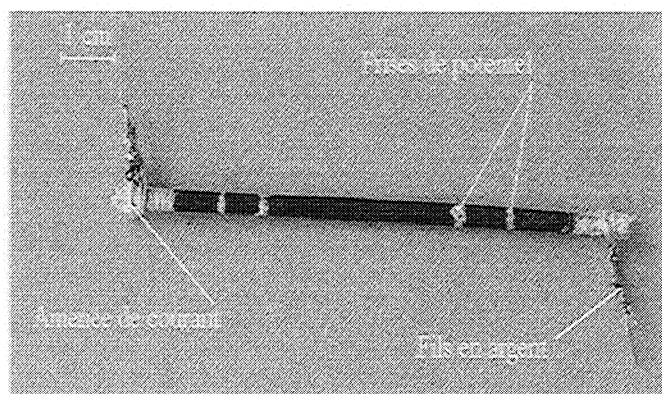
**Electrique :** Une grande partie du courant est dévié dans l'argent - la montée en température est limitée

**Thermique :** homogénéisation par propagation de la chaleur dans l'argent et le substrat. Ces éléments ont en effet une bonne conductivité thermique.

## II. Performances en limitation de différents conducteurs :

Ce paragraphe est constitué d'une brève analyse comparative des différents supraconducteurs étudiés dans le cadre de cette thèse. Les différents points abordés sont les caractéristiques supraconductrices, le comportement de la transition et les contraintes maximales supportées pour l'application "limitation de courant". En ce qui concerne les matériaux à base de Bismuth, le résumé proposé s'inspire très largement du travail réalisé durant sa thèse par O. Belmont (CRTBT - CNRS / Schneider Electric) et des discussions tenues avec D. Bourgault (Lab. Cristallographie - CNRS - CRETA) et S. Pavart (Post doctorant Schneider / CRETA). Les informations concernant les couches minces proviennent de C. Peroz et C. Villard (CRTBT - CNRS).

### A. Bi fritté, YBCO fritté et Bi texturé



**Figure 3 : Barreau de Bi<sub>2223</sub>**

**Fritté**

Les amenées de courant et les prises de potentiel sont obtenues par dépôt de laque d'argent

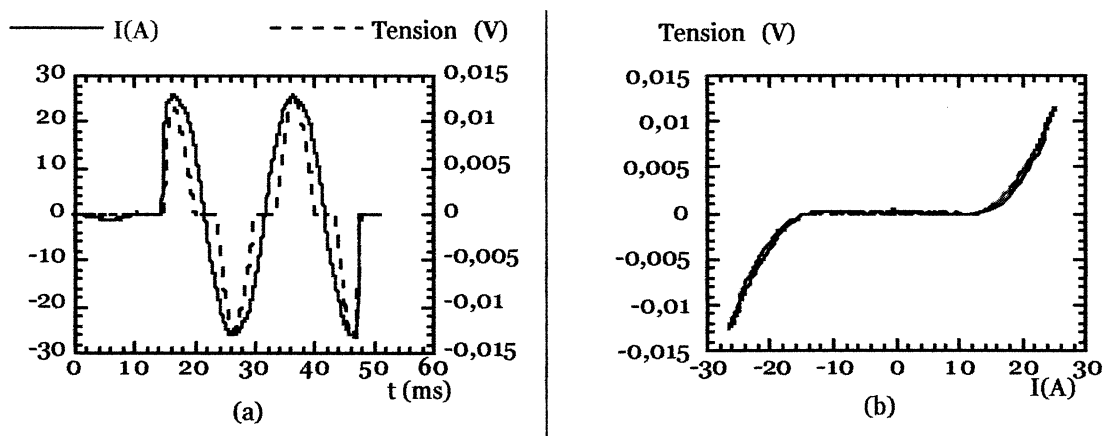
Qu'ils soient texturés ou non, ces matériaux sont constitués d'un grand nombre de grains supraconducteurs 'soudés' ensemble. La texturation permet d'orienter chaque grain suivant une direction privilégiée et d'améliorer la qualité des joints de grain. Il en résulte des performances accrues en termes de courant critique. La texturation d'échantillons de Bi<sub>2223</sub> permet par exemple d'améliorer

d'un facteur supérieur à 10 leur densité de courant critique à  $1\mu\text{V}/\text{cm}$  ( $1\text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$  pour un échantillon fritté, plus de  $40\text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$  pour les échantillons texturés réalisés au CNRS).

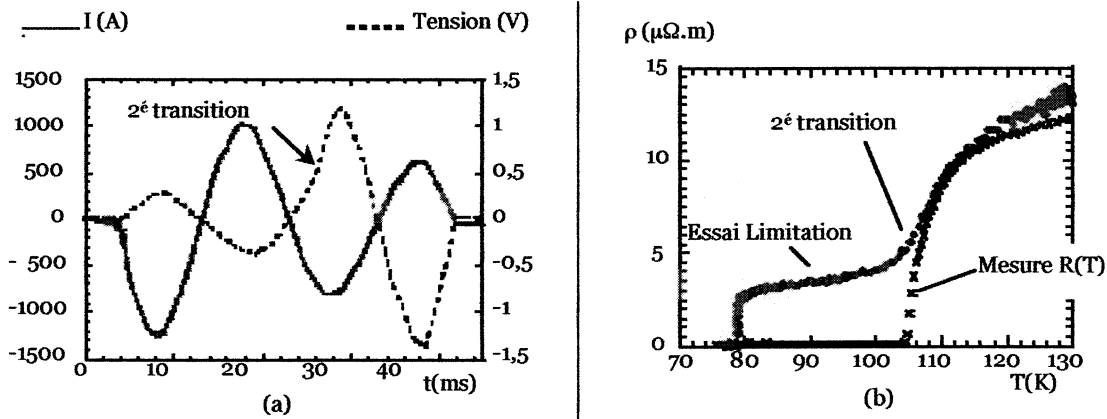
Cette amélioration des performances supraconductrices permet d' "accélérer" la transition, de rendre la caractéristique  $U(I)$  plus franche. Un moyen utilisé pour rendre compte de cette accélération consiste à déterminer le facteur  $n$  de la loi de puissance (cf. Chapitre II ;  $E=E_0\cdot(J/J_c)^n$ ). L'ordre de grandeur de  $n$  est typiquement de 3 à 6 pour les matériaux frittés et de 8 à 12 pour les matériaux texturés.

Malgré ces différences, la transition par circulation d'un courant de transport de ces différents conducteurs est qualitativement similaire. Les joints de grains représentent des zones pour lesquelles la supraconductivité est largement affaiblie. Lorsqu'un courant de transport supérieur à  $I_c$  est appliqué, ces joints vont transiter et cette transition est responsable de la tension observée aux bornes du supraconducteur (figure 4). Par contre le cœur de chaque grain reste supraconducteur au début de la transition.

Si le champ électrique généré par la transition de l'état supraconducteur vers cet état dissipatif n'est pas suffisant pour limiter le courant, les joints s'emballent thermiquement. Se faisant, les joints de grains chauffent le cœur du grain jusqu'à ce que la température de celui-ci devienne voisine de la température critique du supraconducteur. Chaque grain transite alors dans un état normal. Cette transition est responsable d'une augmentation abrupte de la tension et de l'impédance du conducteur (figure 5). Cette seconde transition est d'autant plus facilement observable que l'emballement thermique du conducteur est lent. Cette condition est obtenue lorsque le courant critique du matériau est faible (conducteurs frittés) [5].



**Figure 4 :** Initiation de la transition d'un conducteur  $\text{Bi}_{2223}$  texturé. (section :  $1\text{ mm}^2$  ; longueur contact :  $2,5\text{ mm}$ ). La figure (a) représente l'évolution des formes d'ondes en fonction du temps alors que la figure (b) représente la caractéristique  $U(I)$  du conducteur. La transition observée est celle des joints de grains qui constituent des zones où la supraconductivité est affaiblie.



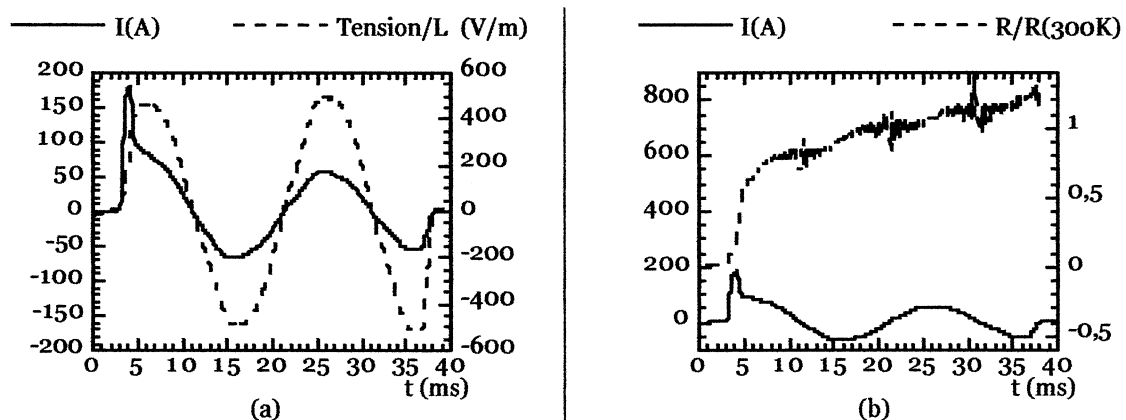
**Figure 5 :** La seconde transition. Courant et tension durant un essai de limitation en régime alternatif sur échantillon  $Bi_{2223}$  fritté (a). Résistivité moyenne en fonction de la température d'un conducteur  $Bi_{2223}$  fritté et comparaison avec la caractéristique  $R(T)$  du même échantillon (b). Dans le cas de l'essai en limitation, la température de l'échantillon est évaluée grâce à l'hypothèse d'une transition adiabatique.

La seconde transition intervient lorsque la température du conducteur atteint  $T_c$ .

Du point de vue de la limitation de courant, on peut résumer les caractéristiques de ces conducteurs :

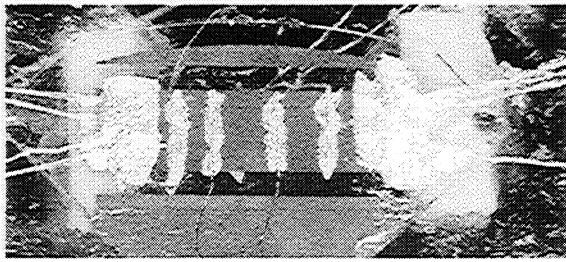
- Le chauffage lent et homogène du matériau permet une bonne autoprotection du conducteur.
- Pour que la limitation de courant soit efficace en cas de défauts francs, la transition du matériau doit être rapide. Pour se faire, le courant de défaut doit être très grand par rapport à  $I_c$  (figure 6). Pour un réseau de distribution donné, ceci à l'inconvénient d'augmenter les pertes résistives en régime permanent. En effet, le courant assigné doit alors être choisi supérieur au courant critique.

Afin d'améliorer le second point, la transition doit être accélérée ce qui est obtenu par amélioration du courant critique [6], [7]. Cette amélioration doit être réalisée de façon homogène si on ne veut pas annuler l'avantage apporté par le premier point.



**Figure 6 :** Comportement du matériau  $Bi_{2223}$  texturé lorsque le courant de défaut appliqué est très important (section :  $1\text{mm}^2$  ; longueur contact : 2,5 mm ;  $I_{c1\mu V/cm} = 9$  A). La transition est rapide et la limitation du courant efficace. Le conducteur s'est échauffé à une température supérieure à la température ambiante et ceci sans dégradation.

## B. Couches minces YBCO



5 mm

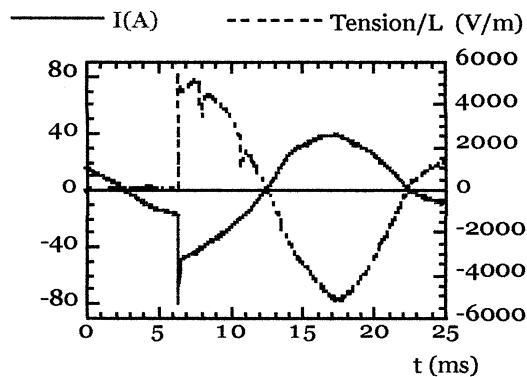
*Figure 7 : Photographie d'une couche mince d'YBCO déposée sur substrat mono cristallin ( $Al_2O_3$ ).  
Épaisseur YBCO : 300 nm  
Épaisseur Or : 150 nm  
Fabrication : société Théva*

Les caractéristiques géométriques spécifiques de ces conducteurs influent sur les paramètres supraconducteurs du matériau YBCO. Les couches étudiées possèdent une température critique ( $T_{Coffset}$ ) avoisinant les 89 K (légèrement inférieures à celles des matériaux massifs) et de fortes densités de courant critique ( $> 10^4$  A/mm<sup>2</sup> à 77 K). La faible épaisseur d'YBCO déposé induit finalement des courants critiques modérés à 77 K ( $\approx 30$  A pour un pont ayant une largeur de 3,5 mm et une épaisseur de 300 nm).

La résistivité du film d'YBCO est de l'ordre de  $1 \mu\Omega \cdot m$  à 100 K. Le dépôt d'un film d'or va cependant largement diminuer la résistance du conducteur. Par exemple, dans le cas de la couche représentée figure 7, la résistance linéique du conducteur passe de  $1000 \Omega \cdot m^{-1}$  à  $30 \Omega \cdot m^{-1}$  pour une température de 100 K.

Pour ces conducteurs, l'origine de la transition fait encore l'objet de discussions (emballage magnéto électrique [8] ou thermique [9]). À la température de 77 K, la transition est très rapide : pour des champs électriques inférieurs à  $100 \mu V/cm$  un facteur  $n$  moyen de 15 a été mesuré.

Vis-à-vis de la limitation, le comportement de ce conducteur est très satisfaisant (figure 8).



*Figure 8 : Courbe de limitation obtenue sur une couche mince d'YBCO à la température de 77 K.*

*Épaisseur YBCO : 300 nm  
Épaisseur Or : 150 nm  
Largeur du pont : 3,5 mm  
Longueur contact : 2 mm.  
 $I_c = 37$  A*



Du point de vue des contraintes thermiques acceptées, ce conducteur supporte des élévations de températures très importantes sans dégradation. L'estimation de la température maximale atteinte ne peut être réalisée à partir de la connaissance de la puissance dissipée dans la couche. En effet, le substrat sur lequel est déposé l'YBCO est un très bon conducteur thermique et l'hypothèse adiabatique ne peut être posée. Le calcul de la résistance électrique du conducteur et la comparaison avec la caractéristique  $R(T)$  initialement réalisée permet d'estimer l'échauffement du matériau en régime de limitation. Une température maximale de 330 K a été évaluée durant l'un de ces essais ; aucune dégradation des caractéristiques supraconductrices n'a été observée suite à ces essais.

Cette information est à relativiser compte tenu de la faible longueur de conducteur prise en compte durant cette mesure (environ 2 mm). Nous avons en effet observé sur des matériaux massifs que les performances maximales des conducteurs peuvent se dégrader légèrement lorsque la longueur du supraconducteur croît.

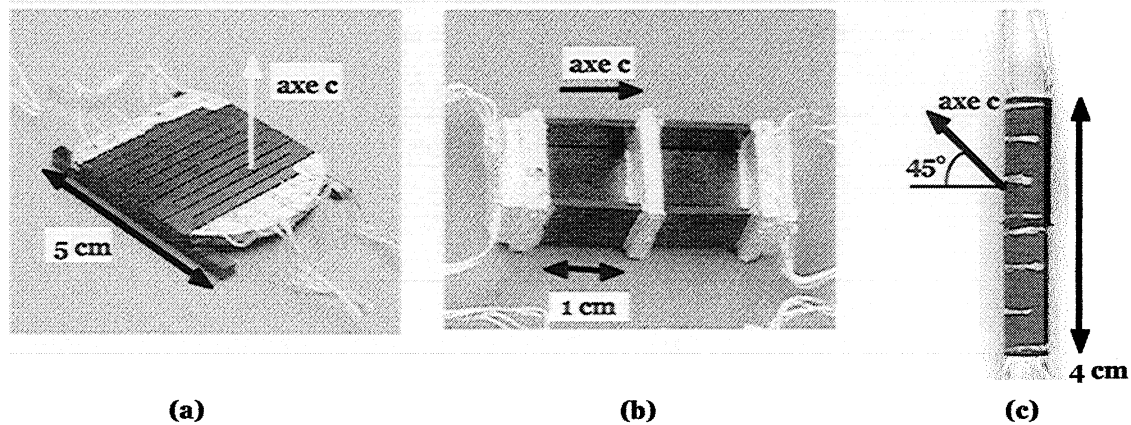
Ces conducteurs sont très robustes à l'usage et ceci quelle que soit la nature du défaut électrique. Lorsque l'épaisseur du dépôt d'or est important (150 nm d'or pour 300 nm d'YBCO), nos essais montrent que le conducteur est totalement autoprotégé dans des conditions de défauts impédants (Idéfaut variant de 1 à quelques fois le courant critique).

Bien que les pertes résistives ne puissent plus être négligées, le supraconducteur est stable pour des courants atteignant 1,1  $I_c$ . Les pertes obtenues s'élèvent alors à 25 W par  $\text{cm}^3$  d'YBCO.

Les couches minces récupèrent leur état supraconducteur beaucoup plus rapidement que les conducteurs massifs (temps de récupération pour une élévation de température de 100 K : 250 ms). En particulier, ces conducteurs ne nécessitent pas une isolation électrique après limitation du courant. La récupération thermique est obtenue après quelques périodes de régime assigné. Cette qualité est très intéressante dans le cas de défauts fugitifs ou de régimes transitoires (enclenchement de transformateur) [10].

## C. YBCO mono domaine

Les conducteurs mono domaines d'YBCO peuvent se présenter sous de multiples formes. Les échantillons testés au CNRS sont décrits figure 9. La texturation de ces conducteurs est obtenue par croissance d'un grain unique (cf. Chapitre I). Rappelons que le matériau possède une forte anisotropie notamment vis-à-vis de sa résistivité  $\rho_n$ . Les caractéristiques électriques du conducteur seront donc largement dépendantes de l'orientation cristallographique de l'YBCO par rapport à celle du conducteur. En effet, la résistivité à l'état normal du matériau est maximale suivant l'axe c et le matériau y est caractérisé par un comportement semi conducteur (Chapitre I - figure 10) et non métallique.



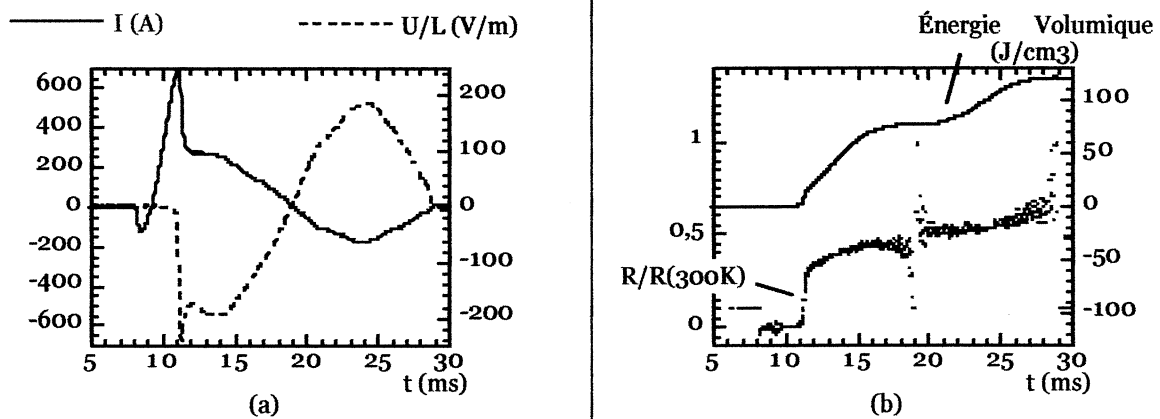
**Figure 9** : Exemples de conducteurs massif mono domaines YBCO destinés à la limitation du courant.

- (a) Méandre 'plans ab' découpé dans une pastille mono domaine (CRETA)
- (b) Conducteur 'axe c' obtenu par assemblage de morceaux issus d'une pastille mono domaine (CRETA)
- (c) Assemblage de Conducteurs Bridgman. L'axe c est orienté à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du conducteur. (ICMAB)

Lorsqu'ils sont oxygénés de façon optimale, ces conducteurs ont de fortes densités de courant critique ( $J_c$  peut atteindre  $10^3 \text{ A.mm}^{-2}$  à 77 K suivant les plans ab). Ces performances rendent ce conducteur très sensible aux "hot spots", si bien qu'aucune transition non destructrice n'a jamais été obtenue à 77 K.

La transition n'est pas de la même nature que pour les composés polycristallins décrits précédemment. Alors que pour ceux-ci la transition massive du conducteur est largement améliorée par l'énergie générée au niveau des joints de grain, la transition d'un mono domaine a lieu lorsque le courant critique du grain unique est dépassé.

De nombreux échantillons 'plan ab' ont été testés à haute température. Pour des températures supérieures à 90,5 K, ce conducteur transite en masse et limite efficacement le courant (figure 10). Les élévations de température maximales supportées par ces conducteurs sans dégradation varient de 40 à 130 K pour des échantillons de longueur décimétrique. Les champs électriques moyens alors obtenus atteignent 200V/m. Notons que pour des échantillons de faible longueur, des résultats bien meilleurs ont été mesurés. Ainsi, pour une température d'emploi de 90,8 K, l'échantillon Lang2, de longueur 6 mm a accepté sans dégradation une énergie moyenne volumique de  $400 \text{ J.cm}^{-3}$  durant un essai de limitation. L'élévation moyenne de la température de cet échantillon est ainsi évaluée à plus de 250 K. Ces résultats ont été jugés intéressants mais la fragilité des conducteurs rend à ce jour la réalisation d'un dispositif à haute tension non envisageable.



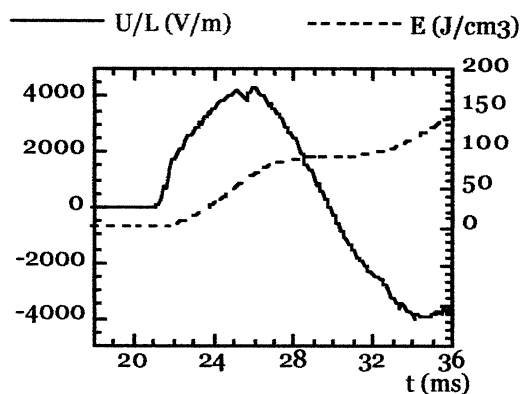
**Figure 10 :** Limitation du courant obtenue à partir d'un conducteur dans lequel le courant circule suivant les plans *ab* (Température du bain : 90 K ; section : 3,6 mm<sup>2</sup> ; longueur : 17 mm ; longueur totale utile du méandre : 69 mm ;  $I_{c\text{estimé}} \approx 110$  A). La transition est rapide et la limitation du courant efficace. La température atteinte est estimée à 180 K (Énergie Volumique : 120 J/cm<sup>3</sup> (155 K < T < 170 K) ;  $R/R_{300K} \approx 0,6$  (T≈200K)). Aucune détérioration n'a été observée suite à cet essai.

Suite à ces résultats, des conducteurs dans lesquels le courant circule suivant l'axe *c* (type (b)) ont été découpés. La résistivité suivant cet axe étant beaucoup plus importante dans l'état normal, l'utilisation de conducteurs de section supérieure peut être envisagée [3]. Remarquons que cette possibilité n'améliore pas le dimensionnement du limiteur dont le volume est imposé par l'élévation de température acceptée par le matériau (Chapitre I - § III.B). Une nette diminution du nombre d'éléments à placer en série pour réaliser le dispositif constitue le principal avantage escompté de cette solution. Une autre particularité des échantillons 'axe *c*' est leur oxygénation partielle. Ceci est obtenu en changeant la température du traitement d'oxygénation [3]. Les deux avantages obtenus sont :

- la possibilité de changer la température critique du conducteur. En choisissant une température critique comprise entre 79 K et 82 K, l'utilisation de ces conducteurs à la température de l'azote liquide à pression atmosphérique est possible. Ceci est obtenu en fixant la température du recuit d'oxygénation sous 0,1 MPa d'oxygène à 570°C au lieu de 420°C.
- la diffusion de l'oxygène dans le matériau est plus rapide lors du traitement thermique d'oxygénation. Or le gradient d'oxygène au sein du matériau durant la phase d'oxygénation est en grande partie responsable des failles qui apparaissent au sein du matériau. La tenue mécanique du conducteur est donc améliorée car la densité de failles est bien inférieure.

Les résultats obtenus sont à ce jour en deçà de nos espoirs. Les contraintes thermiques maximales supportées par ces conducteurs sans dégradation sont un peu près équivalentes à celles obtenues sur les conducteurs 'plan *ab*' (de 40 à 130 K). Les champs électriques moyens obtenus atteignent 4000 V.m<sup>-1</sup> [11] (figure 11). Notons que les failles du matériau ont une tendance naturelle à se propager suivant les plans *ab* et donc perpendiculairement au passage du courant. Ce point est jugé comme responsables de la non amélioration des caractéristiques maximales supportées par le matériau. Le fait

d'utiliser des conducteurs oxygénés de façon partielle peut éventuellement aussi être responsable d'un hétérogénéité supplémentaire de nature granulaire [12].



*Figure 11 : Transition d'un conducteur de type 'axe c' durant un test en limitation. La température moyenne est estimée à 180 K. Énergie Volumique : 160 J/cm<sup>3</sup>*

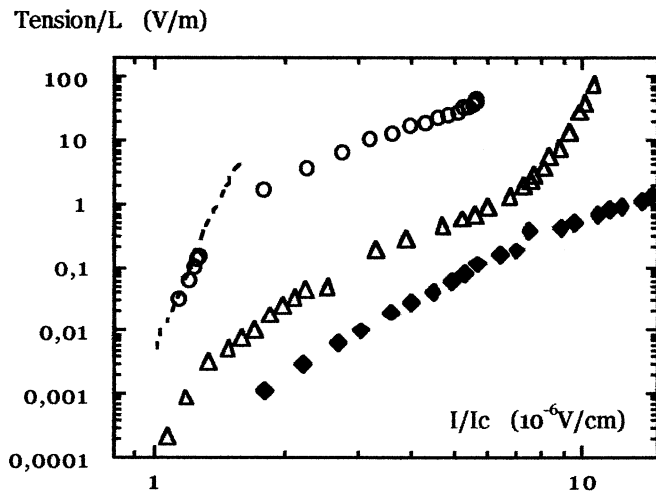
## D. Conclusion

La limitation du courant à partir des conducteurs étudiés a été démontrée. Il est possible de comparer les performances de ces différents conducteurs, car on sait que la limitation du courant est d'autant plus efficace que la transition est abrupte et que l'état normal est atteint rapidement (figure 12).

À faible niveau de champ électrique (aux environs de  $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) la dynamique de la transition est directement caractérisée par le facteur  $n$  de la caractéristique  $E(J)$ . Ce paramètre est croissant avec la densité de courant critique du matériau et dépend du procédé de synthèse et de la température d'emploi.

Dans l'état dissipatif (figure 12), la caractéristique  $E(J)$  est principalement régie par un mécanisme d'emballement thermique. À ce titre, la puissance volumique instantanée  $P_j$  égale à  $\rho \cdot J^2$  caractérise directement l'évolution de la transition. Sachant que le passage dans l'état dissipatif intervient au voisinage de  $J_c$ , la puissance  $P_j$  sera croissante avec  $J_c$ . La figure 12 semble donc cohérente puisque la caractéristique  $E(J/J_c)$  est d'autant plus abrupte que la densité de courant critique du matériau est élevée.

Les performances des éléments YBCO mono domaines semblent moins bonnes que les autres matériaux étudiés. Ceci est principalement dû aux disparités des caractéristiques supraconductrices au sein de ces conducteurs qui les rendent non autoprotégés à basse température. Dans le cas où l'homogénéité des conducteurs massifs texturés YBCO serait améliorée, l'utilisation d'une température de fonctionnement bien plus faible peut être escomptée. Dans un tel cas, grâce à l'augmentation de  $J_c$  obtenue, et par extrapolation des résultats mesurés à haute température (transition plus franche quand  $T$  diminue), il est possible de présager que la dynamique de la transition de ces conducteurs serait améliorée.



**Figure 12 : Évolution du champ électrique moyen en fonction du rapport  $I/I_c$  pour différents conducteurs et avec une rampe de courant élevée ( $> 1000A/s$ ) :**  
 ◆ : YBCO mono domaine testé à 92,3 K,  $I_c = 6,3$  A,  $J_c = 1,6$  A.mm<sup>-2</sup>  
 Δ : YBCO mono domaine testé à 90,9 K,  $I_c = 45$  A,  $J_c = 12$  A.mm<sup>-2</sup>  
 o : Bi<sub>2223</sub> texturé testé à 77 K,  $I_c = 77$  A,  $J_c = 43$  A.mm<sup>-2</sup>  
 - : Couche mince d'YBCO testé à 77 K,  $I_{c100\mu V/cm} = 29$  A,  $J_c = 32000$  A.mm<sup>-2</sup>

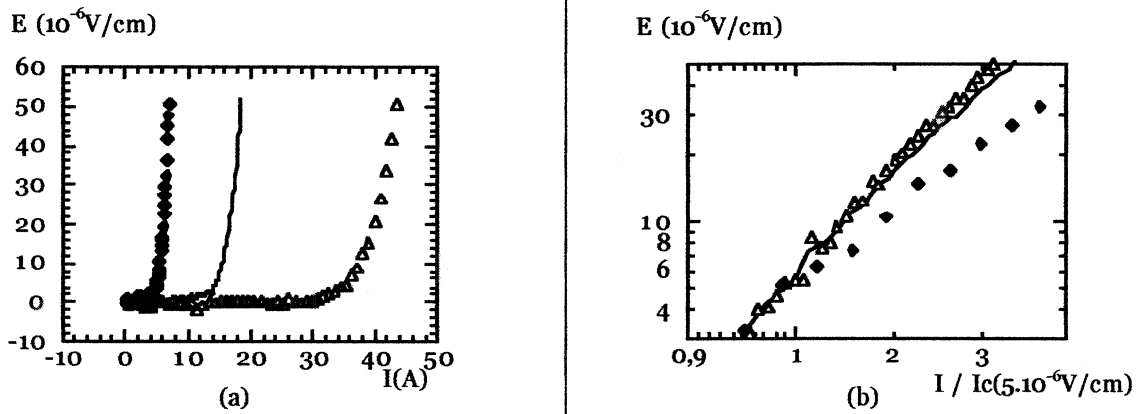
### III. Caractéristiques et homogénéité des échantillons d'YBCO texturé de type 'plan ab'

Les résultats présentés ici ont été réalisés sur des méandres d'YBCO texturé de type 'plans ab' (figure 9 - a) de section comprise entre 3,7 et 4,5 mm<sup>2</sup>.

#### A. Caractéristiques du supraconducteur près de T<sub>c</sub> ( $J_c$ , n)

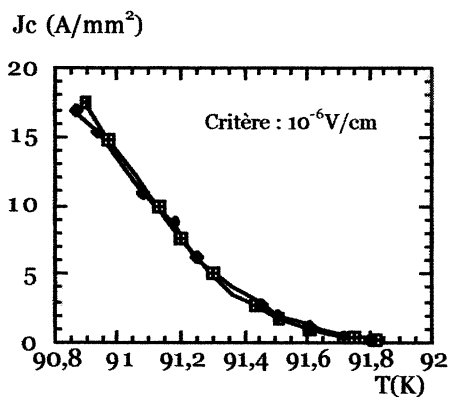
Suite au choix d'utiliser des méandres d'YBCO texturé pour le démonstrateur BYFAULT, une campagne de caractérisation de ce matériau proche de sa température critique a débuté. L'objectif était d'une part d'étudier quantitativement les conditions d'autoprotection du conducteur et d'autre part de déterminer les paramètres nécessaires à la modélisation d'un appareillage haute tension (cf. Chapitre IV). Le modèle utilisé pour cette caractérisation est la loi de puissance décrite au Chapitre II.

Les caractéristiques présentées dans ce paragraphe ont été obtenues en enregistrant la réponse en tension de différentes portions du conducteur lorsqu'une rampe de courant est appliquée. Une nette évolution du courant critique est observée lorsque la température varie (figure 13). En représentant cette caractéristique suivant une échelle log-log, il est possible de vérifier que le matériau suit assez bien une loi de puissance au voisinage du courant critique. La gamme de champ électrique sur laquelle est vérifié le comportement en loi de puissance est de 1 à 100  $\mu V.cm^{-1}$ .

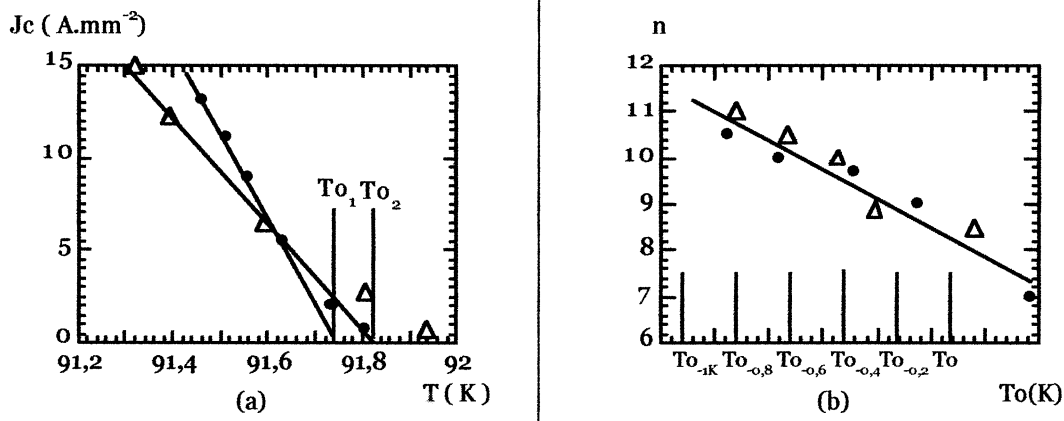


**Figure 13 :** Évolution du champ électrique moyen par application d'une rampe de courant. Température de test : 91,5 K ( $\Delta$ ), 91,7 K ( $\square$ ) et 91,9 K ( $\blacklozenge$ ).  
 Lorsque la température augmente, le courant critique diminue (a).  
 Évolution du champ électrique moyen en fonction de  $I/I_c$  en échelle log-log (b) : le facteur  $n$  de la loi de puissance (la pente) décroît également.

En multipliant les mesures à différentes températures, il est possible de tracer l'évolution de  $J_c$  en fonction de la température du fluide cryogénique (figure 14). Sur l'intervalle [90 K,  $T_c$ ], de nombreux essais ont confirmé ce tracé dans lequel on observe une zone linéaire suivie d'une décroissance bien plus faible de  $J_c$ . La pente de la zone linéaire varie entre 30 A.mm<sup>-2</sup> et 45 A.mm<sup>-2</sup>. Ces mesures permettent également de déterminer l'évolution du facteur  $n$  en fonction de la température. En normalisant la température par rapport à  $T_0$  (Température critique asymptotique : figure 15), on observe également une évolution quasi-linéaire du facteur  $n$  en fonction de la température. Il est à noter que la détermination de ce facteur est obtenue grâce à un jugé graphique réalisé sur des courbes bruitées. Il en résulte une incertitude de mesure importante. On peut néanmoins affirmer que  $n$  décroît à proximité de  $T_c$ . Ceci a été vérifié sur plusieurs échantillons.



**Figure 14 :** Évolution quasi linéaire de  $J_c$  en fonction de la température.  
 Section : 3,6 mm<sup>2</sup> ( $\pm 10\%$ )  
 Longueur entre les prises de potentiel :  
 17 mm( $\boxtimes$ ) ; 69 mm( $\blacklozenge$ )



**Figure 15 :** (a) Évolution de la densité de courant critique en fonction de la température pour deux conducteurs YBCO texturés indépendants ( $\Delta$ ) et ( $\bullet$ ). Une linéarisation de cette courbe permet de définir pour chaque cas la température asymptotique  $T_o$ . (b) Évaluation du facteur  $n$  de la loi de puissance  $E(J)$  en fonction de la température d'emploi. La température d'emploi est normalisée par rapport à  $T_o$ .

## B. Homogénéités des grandeurs $\rho$ et $J_c$

Les nombreux essais réalisés (jusqu'à 20 échantillons caractérisés en résistivité et courant critique) ont montré une certaine dispersion des caractéristiques  $\rho$  et  $J_c$ . Ce grand nombre de mesure a été réalisé afin de s'affranchir au mieux des incertitudes liées au mode opératoire et de la non-représentativité éventuelle d'un échantillon.

La résistivité moyenne des échantillons étudiés est quasiment linéaire entre 94 K et 300 K. Cette linéarité est cohérente avec le comportement métallique de l'YBCO suivant les plans ab dans l'état normal. D'un échantillon à un autre, la disparité sur la résistivité à l'état normal est très importante :

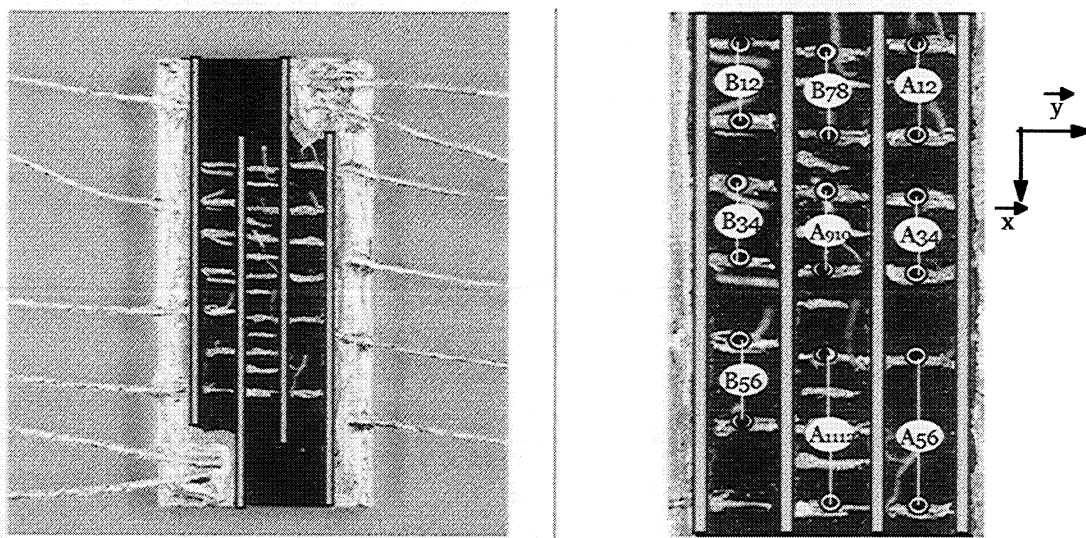
Température :	94 K	300 K
$\rho_{\min}$ :	0,7 $\mu\Omega.m$	3,1 $\mu\Omega.m$
$\rho_{\max}$ :	1,7 $\mu\Omega.m$	7,1 $\mu\Omega.m$
$\rho_{\text{moy}}$ :	1,2 $\mu\Omega.m$	5,1 $\mu\Omega.m$

Cette plage de variation est principalement justifiée par les deux points suivants :

- Défaut de la découpe (orientation suivant les plans ab non parfaitement contrôlée). Sachant que  $\rho_c$  est très supérieure à  $\rho_{ab}$ , une faible erreur d'orientation peut avoir de lourdes conséquences sur la résistivité moyenne du conducteur estimée. En posant  $\alpha$  l'angle entre l'axe du conducteur et les plans ab du matériau, la résistivité équivalente du conducteur est égale à  $\rho_{ab} \cdot \cos^2\alpha + \rho_c \cdot \sin^2\alpha$  [13]. Dans le cas d'une oxygénation optimale, sachant que  $\rho_c/\rho_{ab}$  est compris entre 100 et 500, l'erreur due à un défaut d'orientation de  $1^\circ$  sur la résistivité moyenne du conducteur est estimée entre 3 et 15 %.
- Variation du taux de phase  $Y_{211}$  (qui est un bon isolant électrique).

Comme il a été déjà spécifié, la pente de la caractéristique  $J_c(T)$  varie entre 30 et 45 A.mm<sup>-2</sup>. La température  $T_0$  varie entre 91,6 K et 92 K.

Afin de s'affranchir d'une grande partie des incertitudes de mesures (température du liquide cryogénique, problèmes de découpe), une étude plus fine de l'hétérogénéité du conducteur a été réalisée sur un seul échantillon nommé P pour lequel de fines prises de potentiel ont été multipliées (figure 16).



**Figure 16** : gauche : Description de l'échantillon sur lequel est étudié l'homogénéité macroscopique des méandres YBCO plans ab. droite : dénomination des prises de potentiel réalisées

Section : 4,4 mm<sup>2</sup> ( $\pm 10\%$ );  $l_{A12}$  : 2,6 mm ( $\pm 4\%$ )

La mesure de résistivité nous offre déjà la surprise d'une variation élevée entre les différentes prises de potentiel (figure 17). Ainsi la résistivité moyenne des contacts A12 B12 et B78 est bien supérieure au reste du conducteur. Cette mesure de résistivité a été réalisée dans l'azote sous pression et non dans le gradient thermique des vapeurs d'azote. Cette possibilité est préférable lorsque les échantillons étudiés sont de grandes dimensions puisque le gradient de température dans l'azote liquide est négligeable. L'ensemble des autres courbes  $\rho(T)$  sont relativement proches les unes des autres mais réparties sur une plage supérieure à l'incertitude de mesure. L'incertitude des mesures obtenues est principalement liée à l'erreur commise sur la section du conducteur et sur la distance entre les contacts électriques. Si on se réfère à la disposition géométrique des contacts (figure 16) on remarque que les portions fortement conductrices du matériau sont toutes trois situées dans la portion supérieure de l'échantillon. La dérive observée pour les autres prises de potentiel suit approximativement la même règle et les contacts A11-12 et A56 qui sont situés dans la partie inférieure sont aussi les moins résistifs. En conclusion, l'hétérogénéité de nos conducteurs en résistance à l'état normal peut donc être significative à l'échelle centimétrique.



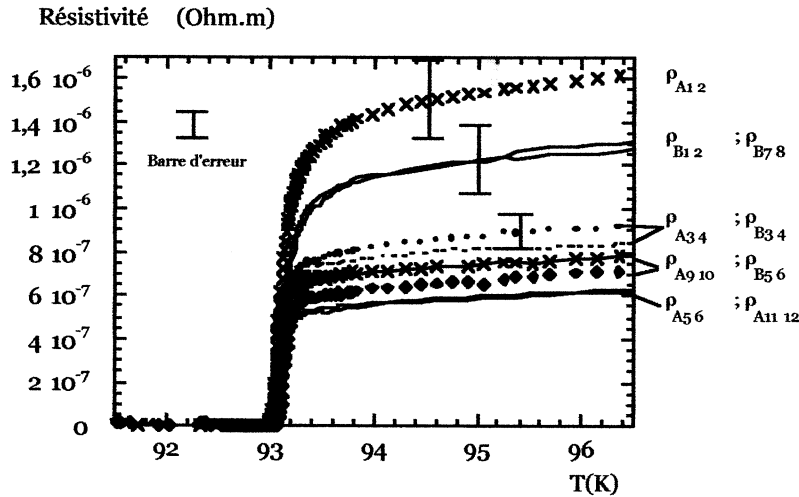


Figure 17 : Évolution de la résistivité moyenne de l'échantillon P

L'estimation du courant critique à  $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  a également été réalisée sur cet échantillon (figure 18). Bien que l'interprétation semble plus difficile à réaliser (le bruit de mesure implique des barres d'erreurs plus larges) on observe néanmoins que le courant critique mesuré aux bornes des contacts A12 B12 et B78 est plus important que sur l'ensemble des autres contacts.

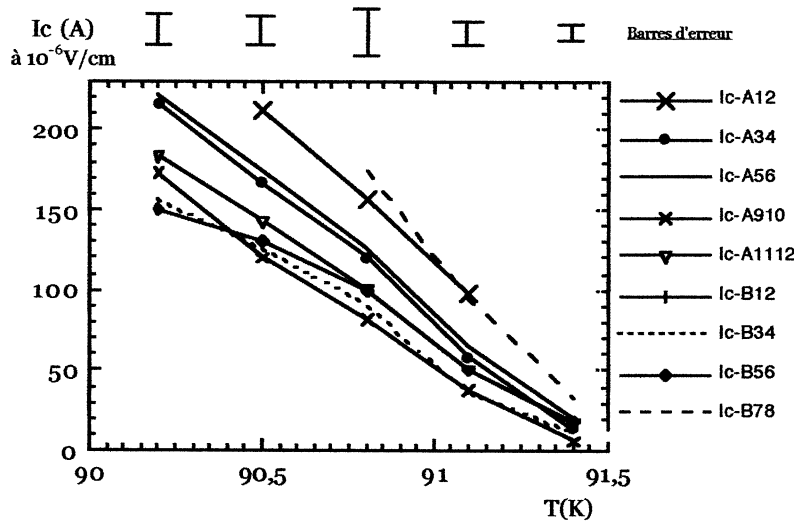
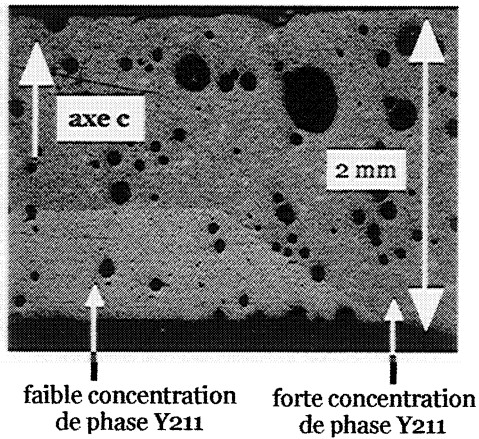


Figure 18 : Évolution de  $I_c$  sur l'échantillon P en fonction de la température du fluide cryogénique. Le courant critique sur les contacts B12 n'a pas pu être mesuré (valeur trop importante)

Les essais de limitation réalisés et qui ont mené à la destruction de l'échantillon apportent un premier élément de réponse concernant l'hétérogénéité observée. Une languette intacte a été découpée, polie suivant sa longueur (suivant le plan x z) et visualisée sous lumière polarisée (figure 19). Un gradient de phase  $Y_{211}$  a pu être observé dans la zone où la résistivité et le courant critique subissent de fortes variations. Ce gradient est directement dû au processus de croissance utilisé pour réaliser la texturation (Chapitre I - Supraconducteurs et Limitation de courant résistive).

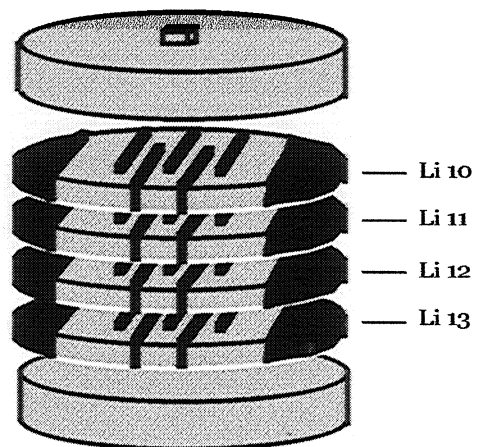


**Figure 19 :** Photographie en lumière polarisée de la section d'une extrémité du méandre (suivant le plan x-z). On y observe un gradient de concentration de phase  $Y_{211}$  dû au procédé de croissance du mono domaine (croissance pyramidale - Chapitre I -figure 13). La zone foncée correspond à un taux de phase  $Y_{211}$  élevé. La zone photographiée correspond à la zone comprise entre les contacts  $A_{12}$  et  $A_{34}$

En un sens, on ne peut pas dire que cet échantillon soit représentatif car nous avons eu la chance ou la malchance de découper notre conducteur dans une zone où les caractéristiques du matériau semblent fortement hétérogènes. Cependant, n'oublions pas que l'objectif est de réaliser un appareillage haute tension et donc constitué d'un nombre important de conducteurs. Or, de part le procédé de synthèse utilisé ("Top Seeding Melt Texturing") et de la faible viscosité de la phase liquide  $Y_{123}$ , les pastilles réalisés actuellement possèdent systématiquement une certaine hétérogénéité du au gradient de phase  $Y_{211}$ . La question est de savoir si le dispositif industriel à réaliser peut s'accommoder de ces variations. Quelques éléments de réponse seront décrits dans le chapitre IV.

L'influence du taux de phase  $Y_{211}$  sur les caractéristiques du conducteur est illustrée à l'aide du tableau suivant. Les caractéristiques de méandres 'plans ab' issus de différentes zones de la même pastille y sont répertoriées. On remarque que la résistivité moyenne à l'état normal et le courant critique à même température sont plus importants dans la partie inférieure de la pastille, c'est à dire dans la zone ou le taux de phase  $Y_{211}$  est plus important.

Échantillon	Résistivité à 300 K	$J_c$ à 91,3 K
Li 10	4 à 4,8 $\mu\Omega.m$	9 à 11 $A.mm^{-2}$
Li 11	3,2 à 4,4 $\mu\Omega.m$	5 à 12 $A.mm^{-2}$
Li 12	4,5 à 5,6 $\mu\Omega.m$	10 à 14 $A.mm^{-2}$
Li 13	4,9 à 6,5 $\mu\Omega.m$	2 à 16 $A.mm^{-2}$



Remarque : Seul l'échantillon Li 11 ne répond pas à la lente dérive des paramètres  $J_c$  et  $\rho$ . Ceci est sans doute dû à un défaut localisé dans la pastille [3].

## **IV. Comportement d'échantillons YBCO texturé 'plan ab' en régime alternatif**

L'objectif de ce paragraphe est de décrire le comportement des conducteurs YBCO texturés lorsqu'ils sont insérés dans un circuit électrique alternatif. Nous avons vu dans le paragraphe I que la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal conditionne directement l'efficacité de la limitation de courant. Or, bien que le matériau étudié possède une certaine hétérogénéité liée au procédé de synthèse, les caractéristiques du circuit électrique, la température d'emploi et l'environnement magnétique influent sur l'homogénéité de la transition. Cette étude fait l'objet des trois premières parties de ce paragraphe. Le limiteur doit aussi répondre à un certain cahier des charges en régime nominal. Les pertes engendrées au sein du matériau doivent être mesurées et la stabilité des éléments supraconducteurs en régime assigné doit être vérifiée. L'ensemble des résultats relatifs à ce problème est également détaillés. Enfin, une dernière partie traite de l'impact des oscillations hautes fréquences transitoires susceptibles d'intervenir sur un réseau de distribution électrique.

### **A. Influence du courant de court-circuit sur l'homogénéité de la transition**

#### État dissipatif et état normal :

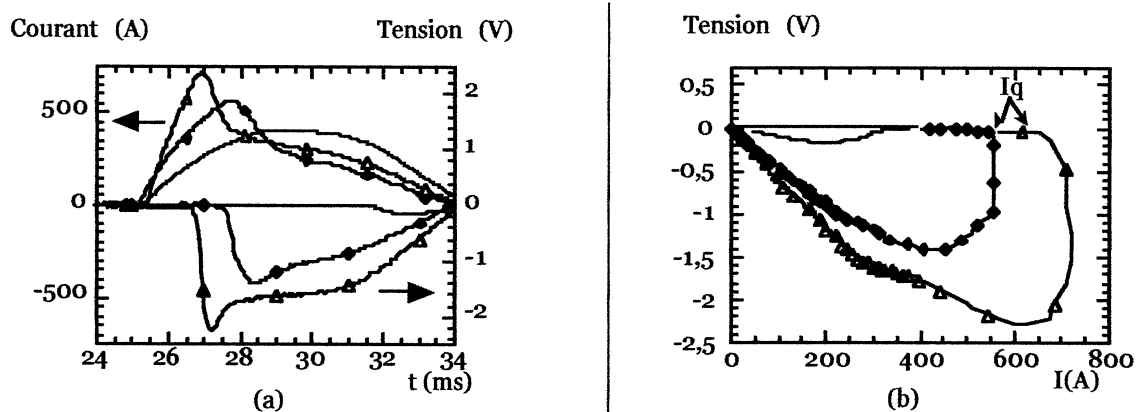
Nous avons vu précédemment que la transition de ce conducteur était relativement douce pour une température proche de  $T_c$  (valeur relativement faible de  $n$ ). Expérimentalement, ceci se traduit par l'existence d'une large plage de courant pour laquelle le matériau est dans un état dissipatif mais non normal. Du point de vue électrique, cet état est caractérisé par un état nettement moins résistif que l'état normal. Il en résulte que le champ électrique généré est négligeable et donc que la limitation du courant est peu efficace dans toute cette plage de courant. L'existence de cette plage peut être vérifiée figure 20. Par exemple, lorsque les conditions de défauts sont telles que  $\hat{I}_{cc}$  est égal à 1300 A, le matériau est dans un état dissipatif jusqu'à ce que le courant atteigne  $I_q \approx 700$  A et ceci alors que le courant critique du matériau ne s'élève qu'à 76 A.

Quantifier  $I_q$  par rapport à  $I_c$  ne peut être réalisé de façon simple. En effet, le courant  $I_q$  est lié à la transition et à l'emballement thermique du matériau et dépend donc à la fois de la température d'emploi, des caractéristiques  $\rho_n$  et  $J_c$  du matériau, mais également des paramètres électriques du circuit de test. Ainsi  $I_q/I_c$  croît avec la pente du courant de transport imposée mais, à température fixée, décroît lorsque  $\rho_n$  ou  $J_c$  sont plus importants. Le fait de se rapprocher de la température critique est susceptible de changer la nature de l'ancrage magnétique et de la transition ( $\xi$  et  $\lambda$  divergent). Ce paramètre doit influencer sur le rapport  $I_q/I_c$ . Cependant, comme la modification de la température influe énormément sur le courant critique, l'influence de l'ancrage magnétique sur le rapport  $I_q/I_c$  me paraît difficile à évaluer. Dans le cas de l'YBCO texturé, pour une température proche de  $T_c$  et dans les

conditions de défaut variables ( $\hat{I}_{cc}/I_c$  compris entre quelques unités et 100), le courant  $I_q$  peut ainsi varier entre 2 et 8 fois  $I_c$ . Concernant le rapport  $I_q/I_c$ , aucune loi n'a pu être déduite car le nombre de paramètres intervenants est trop grand par rapport au nombre d'expériences menées.

#### Transition à la décroissance du courant :

Lorsque la puissance de court-circuit augmente (figure 20), l'emballement électrothermique est accéléré et l'état normal est atteint plus rapidement. Il en résulte une transition plus franche et une limitation plus efficace. Inversement, si le régime de défaut est caractérisé par un faible courant de court-circuit, l'état normal n'est pas atteint au maximum du courant. Cependant, comme l'emballement thermique a été initié préalablement, le conducteur atteint son état normal alors que le courant décroît. Le cas où  $\hat{I}_{cc}$  est égal à 400 A pour l'échantillon Li14 reflète cette dernière possibilité.



**Figure 20 :** Augmentation de la puissance de court circuit du montage sur l'échantillon Li 14 à 91 K . La languette 34 sur laquelle la tension est enregistrée mesure 7 mm et  $I_c$  vaut approximativement 76 A.

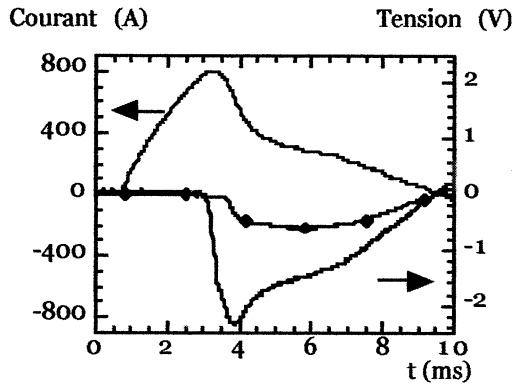
(-) :  $\hat{I}_{cc} \approx 400$  A ; (♦) :  $\hat{I}_{cc} \approx 750$  A ; (Δ) :  $\hat{I}_{cc} \approx 1300$  A

Sur la figure (a), le courant est représenté dans la partie supérieure du graphique et la réponse en tension est reproduite dans la partie inférieure.

#### Pcc et homogénéité de la transition :

Les descriptions précédentes permettent de prédire que l'homogénéité de la transition est améliorée lorsque l'amplitude du courant de défaut est croissante. En effet, l'état normal est atteint lorsqu'une certaine quantité d'énergie est fournie au matériau. Si la dynamique du courant de défaut est élevée, l'excursion en courant nécessaire pour atteindre cet état normal est plus importante (figure 20). Cette plus grande excursion en courant permet d'initier l'emballement thermique sur une plus grande proportion du matériau.

Ce résultat peut être vérifié expérimentalement. L'échantillon Li14 est en partie constitué de deux languettes ayant des densités de courant critiques différentes ( $I_{c,L67} > I_{c,L34}$ ). Il résulte (figure 21) que le champ électrique moyen mesuré sur la languette L34 est transitoirement important (280 V/m à l'instant 3,5 ms) alors que celui mesuré sur L67 est négligeable ( $< 10$  V/m au même instant).



**Figure 21 : Hétérogénéité de l'échantillon**

*Li 14 :*

(-) : Languette L34 (7 mm)

(♦) : Languette L67 (7 mm)

*Conditions de l'essai :*

$T = 90,5 \text{ K}$  ;  $I_{c34} \approx 100 \text{ A}$  ;  $\hat{I}_{cc} \approx 1050 \text{ A}$

Examinons la transition de l'échantillon hétérogène Li14 à même température et pour deux amplitudes de courant de défaut différentes. Afin de comparer l'homogénéité de la transition dans ces deux cas, je propose d'évaluer la quantité d'énergie générée au sein de la languette ayant transité la première (L34) au moment où la languette L67 passe dans son état normal. De façon arbitraire, prenons comme critère de transition pour la languette L67 l'état pour lequel sa résistance est égale à 0,4 fois la résistance de L67 mesurée à 94 K (figure 22-a). Rappelons que la résistivité du matériau à cette température est quasiment égale à la résistivité de l'état normal (figure 17). Au critère choisi, on peut donc affirmer que L67 est en train de transiter. Pour des essais tels que  $\hat{I}_{cc} \approx 900 \text{ A}$  et  $1050 \text{ A}$ , cet état de transition est obtenu respectivement aux instants 5,55 ms et 4,7 ms. L'énergie fournie à L34 aux moments où L67 atteint notre critère de transition vaut  $65,5 \text{ J.cm}^{-3}$  pour  $\hat{I}_{cc} \approx 900 \text{ A}$  et seulement  $57 \text{ J.cm}^{-3}$  lorsque  $\hat{I}_{cc} \approx 1050 \text{ A}$  (figure 22 - b). L'écart de température entre L34 et L67 est donc plus important lorsque le courant de défaut croît. Ce raisonnement montre que l'homogénéisation de la transition est bien améliorée lorsque le défaut électrique appliqué est plus franc.

Remarque : Le gain réellement obtenu doit être en fait bien supérieur à celui observé sur ces tracés. En effet, l'échantillon Li14 qui est non homogènes d'une languette à l'autre doit sans doute posséder un certain degré d'hétérogénéité au sein d'une même languette (§ III.B -figure 18). Le gain d'homogénéisation visualisé entre 2 languettes distinctes doit donc intervenir sur les hétérogénéités propres de chaque languette.

Sauf exception [1], l'homogénéisation par amplification des contraintes électriques de défaut ne peut être utilisée. En effet, le limiteur de courant doit pouvoir fonctionner pour tout type de défaut, y compris les défauts impédants.

Enfin rappelons que même si la contrainte thermique est mieux répartie dans le cas d'une forte puissance de court-circuit, elle est aussi plus élevée en moyenne. Certains outils de modélisation décrits ultérieurement (Chapitre V) permettent de mieux appréhender l'ensemble de ces problèmes.

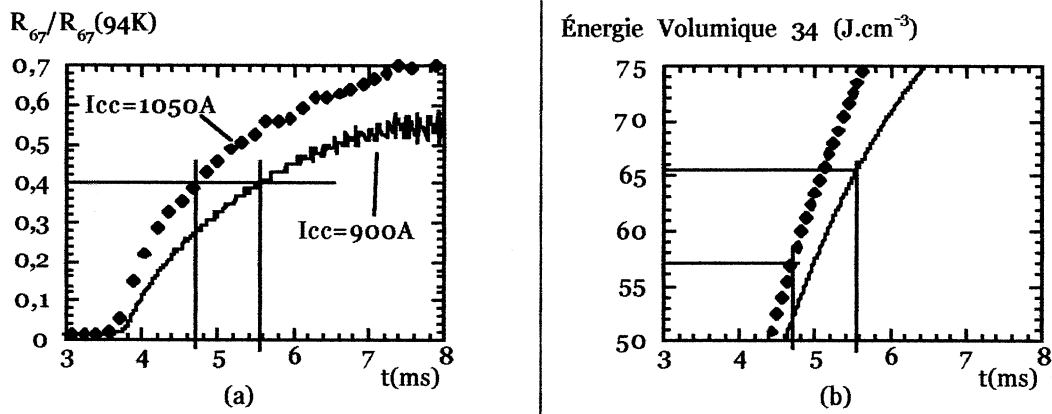


Figure 22 : Influence de la puissance de court circuit sur l'homogénéité de la transition.

$T = 90,5 \text{ K}$  ; (-) :  $I_{cc} \approx 1050 \text{ A}$  ; (◆) :  $I_{cc} \approx 900 \text{ A}$

On peut estimer à partir la courbe (a) les instants pour lesquels la languette 67 transite (même résistance moyenne). En reportant ces instants sur le tracé (b) représentant l'énergie volumique dissipée dans la languette 34, on observe que cette languette 34 s'est plus échauffée lorsque la puissance de court-circuit est moindre.

## B. Influence de la température sur l'homogénéité de la transition

Expérimentalement, on observe que le matériau étudié est mieux auto-protégé à haute température. Ceci provient principalement de la diminution de la densité volumique de puissance caractéristique  $\rho_n \cdot J_c^2$ . L'échauffement local d'un conducteur hétérogène est de ce fait plus faible à haute température. Reste à savoir si cette raison est prépondérante et si d'autres mécanismes interviennent en faveur d'une meilleure homogénéisation de la transition à haute température.

Quels sont les mécanismes qui influent sur l'homogénéité d'une transition à haute température ?

- D'un point de vue thermique, la quantité d'énergie nécessaire à la transition de l'état supraconducteur à l'état normal est bien plus faible à haute température. De ce fait le conducteur est thermiquement moins stable et une étude analytique montre que la vitesse de propagation d'un front de transition augmente au voisinage de  $T_c$  (Chapitre IV).
- D'autre part, les théories physiques de la supraconductivité prévoient une divergence de la longueur de cohérence  $\xi$  au voisinage de  $T_c$ . Or l'ancrage magnétique des vortex est efficace lorsque la longueur de cohérence est voisine de la taille caractéristique des défauts. Ces deux informations poussent à penser que la nature de l'ancrage magnétique est susceptible d'être modifiée au voisinage de  $T_c$ . En particulier, les caractéristiques supraconductrices sont susceptibles d'être moins sensibles à certains défauts ponctuels du matériau.
- Enfin, la nature même de la transition électromagnétique est perturbée à haute température. La longueur de pénétration  $\lambda$  diverge également au voisinage de  $T_c$ . Or, la force de répulsion entre deux vortex distants d'une longueur  $L$  est proportionnelle à  $K_1 (L/\lambda) / \lambda^3$  [14]. Cette force diverge lorsque la température se rapproche de  $T_c$ . On peut donc présager que le mécanisme d'emballage de Flux Creep sera modifié pour les températures d'emploi élevées.

## 1. Mise en place d'un outil permettant de quantifier l'homogénéité d'une transition

### Rappel sur l'estimation de la température moyenne d'un conducteur :

Pour chaque prise de potentiel, deux grandeurs physiques, le courant et la tension sont accessibles. L'estimation de la température moyenne peut être réalisée de deux façons (Chapitre II):

- La première solution consiste à calculer la résistance du conducteur à partir des grandeurs U et I mesurées et de comparer cette donnée avec la mesure R(T) préalablement réalisée :

$$\frac{u(t)}{i(t)} = R(T_{\text{moy}}) \quad (4)$$

- La seconde solution consiste à calculer l'énergie dissipée durant l'essai en limitation. En supposant les échanges thermiques nuls (condition adiabatique) il est possible d'évaluer l'échauffement moyen du conducteur :

$$\int_0^t u(\tau) \cdot i(\tau) \cdot d\tau = \int_{T_{\text{bain}}}^{T_{\text{moy}}} S \cdot L \cdot cp(T) \cdot dT \quad (5)$$

où S et L représente la section et la longueur du conducteur.

Ces deux calculs supposent que le matériau et sa transition sont homogènes dans le volume du conducteur.

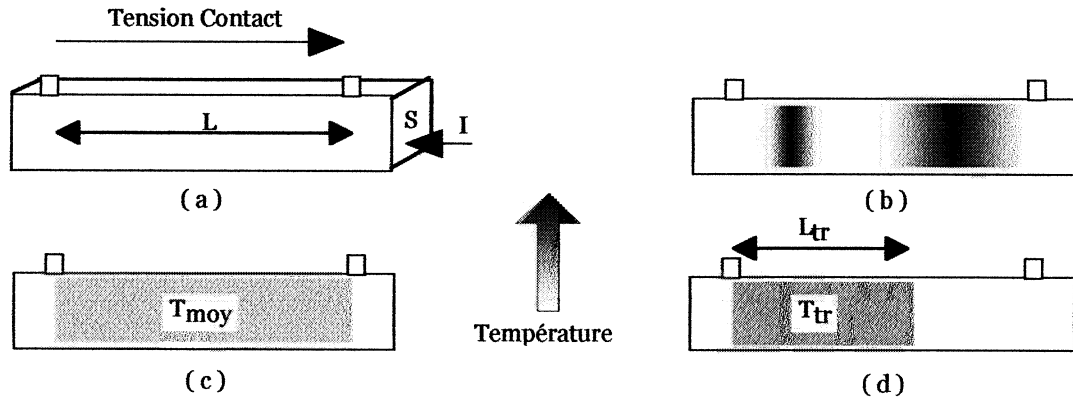
Ces deux moyens de calcul sont indépendants et mènent à une même information, la température du conducteur. De ce fait, l'existence de ces deux estimations indépendantes peut être utilisée pour améliorer la qualité de l'information fournie et ceci par recoupement des gammes d'incertitudes inhérentes à chaque méthode. L'information obtenue est la température moyenne du conducteur  $T_{\text{moy}}$ .

### Modèle permettant d'estimer la longueur de conducteur ayant transitée :

L'indépendance des procédés de mesure peut également être utilisée pour affiner le modèle mathématique décrivant la transition du matériau. C'est cette philosophie qui est utilisée afin de quantifier l'homogénéité de la transition d'un supraconducteur à partir du calcul des grandeurs  $L_{Tr}$  et  $T_{Tr}$ . (figure 23 - d). Dans ce modèle, on ne considère plus que l'ensemble de la chaleur générée chauffe uniformément le matériau. Seule une longueur  $L_{Tr}$  de matériau est dans un état normal. La température de cette portion est nommée  $T_{Tr}$ . Dans le cas où la résistivité du matériau est uniforme dans sans longueur (cas pour lequel l'initiation de la transition n'est pas due à un ensemble de défauts cristallographiques localisés), la grandeur  $T_{Tr}$  correspond à la température maximale atteinte par le matériau.

L'estimation des grandeurs  $L_{Tr}$  et  $T_{Tr}$  est obtenue à partir de l'équation de la chaleur locale en milieu adiabatique :

$$\rho \cdot J^2(t) \cdot dt = dL \cdot dS \cdot cp \cdot dT \quad (6)$$



**Figure 23 :** Étude de la transition d'un supraconducteur (a) ; Dans le cas d'un matériau non homogène, certaines zones transitent et un échauffement en résulte (b) ; À partir des grandeurs électriques mesurées, la température  $T_{moy}$  de l'ensemble du conducteur est calculée. En combinant deux moyens d'estimation indépendants, une longueur caractéristique  $L_{tr}$  et sa température  $T_{tr}$  sont estimées (d).

En appliquant cette équation au modèle décrit précédemment (homogénéité de la température du matériau sur la longueur  $L_{Tr}$  et sur la section  $S$ ) et à partir des caractéristiques  $\rho(T)$  et  $cp(T)$  il est possible d'évaluer par intégration la longueur  $L_{Tr}$  de matériau ayant transité :

$$\int_{t_{ref}}^t \{ J^2(t) \} \cdot dt = \int_{T_{ref}}^{T_{Tr}} \left\{ \frac{cp(T)}{\rho(T)} \right\} \cdot dT \quad (7)$$

Les grandeurs  $t_{ref}$  et  $T_{ref}$  représentent respectivement un instant de référence et la température du conducteur à cet instant. En général nous prenons comme instant de référence le moment pour lequel la grandeur  $u(t_{ref})/i(t_{ref})$  est égale à la résistance du conducteur lorsque celui-ci est à la température de 94 K. En effet, on peut remarquer que l'intégrale de  $J^2(t)$  par rapport au temps ne contribue à l'échauffement du matériau que lorsque le conducteur est dans l'état normal. Le paramètre  $L_{Tr}$  à l'instant  $t$  est ensuite obtenu par exemple par substitution dans l'équation issue de la loi d'ohm :

$$\frac{u(t)}{i(t)} = \frac{\rho(T_{Tr}) \cdot L_{Tr}}{S} \quad (8)$$

Il est indéniable que l'erreur commise sur les paramètres ( $t_{ref}$ ,  $T_{ref}$ ) engendre une incertitude supplémentaire. L'erreur commise sur la température à partir de ce calcul est évaluée à moins de 10 K. Cette erreur provient en particulier du manque d'informations concernant la résistivité dynamique durant la transition (qui peut être différente de la résistivité statique).

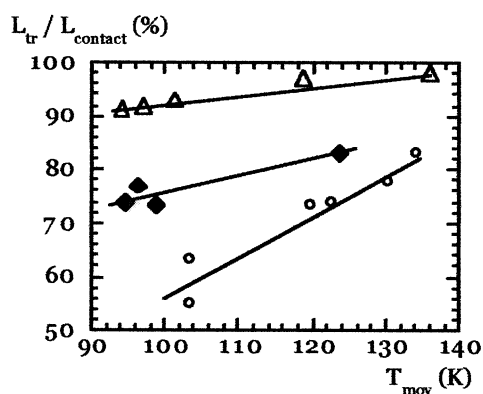
## 2. Homogénéité de la transition près de $T_c$

L'outil décrit précédemment est utilisé afin de quantifier l'homogénéité de la transition durant les essais de limitation du courant. Plusieurs essais sont réalisés durant lesquels la température du liquide cryogénique et la puissance de court-circuit sont modifiées. La longueur transitée normalisée par rapport à la longueur totale du conducteur est tracée en fonction de l'échauffement moyen du matériau ( $T_{moy}$ ) pour les deux échantillons Li21 (figure 24) et Li19 (figure 26). Chaque point représenté sur ces



figures correspond à un calcul intégral indépendant. L'augmentation de la température améliore l'homogénéité de la transition puisque, dans les deux cas, le rapport  $L_{tr}/L_{contact}$  est plus proche de 1. Remarquons que les résultats quantitatifs obtenus à partir de Li21 et Li19 sont différents et que l'effet de la température sur l'homogénéité de la transition est plus important sur Li21. Ceci peut être imputé en partie au fait que ces deux échantillons ne possèdent pas la même homogénéité et que le conducteur Li19 est intrinsèquement de meilleure qualité (figure 25).

En conclusion, il semble donc que la transition d'un échantillon supraconducteur soit intrinsèquement plus homogène à haute température.

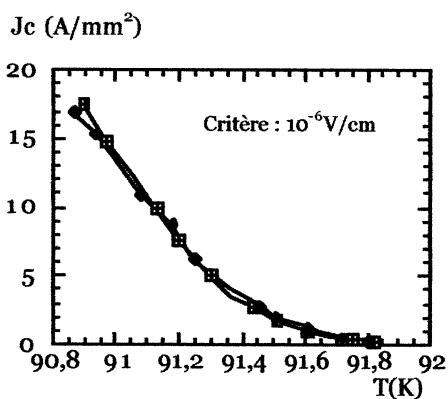


**Figure 24 :** Évolution de la longueur transitée du méandre Li21 en fonction de la température moyenne du conducteur. Le mode de détermination utilisé correspond à la première méthode. Chaque point correspond à un essai électrique de 10 ms où seule la puissance de court-circuit varie.

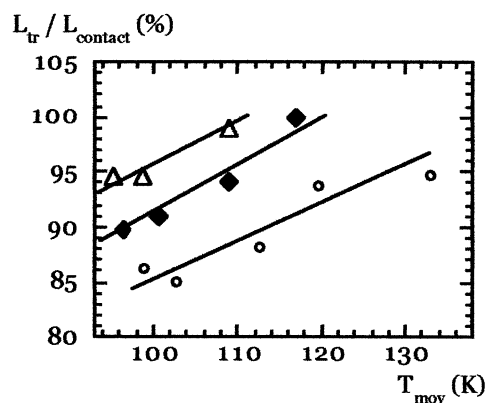
$\Delta$  :  $T_{bain} = 91,6$  K

$\blacklozenge$  :  $T_{bain} = 91,1$  K

$\circ$  :  $T_{bain} = 90,5$  K



**Figure 25 :** Évolution de  $J_c$  en fonction de la température pour l'échantillon Li19. Longueur entre les prises de potentiel : 17 mm( $\square$ ) ; 69 mm( $\blacklozenge$ )



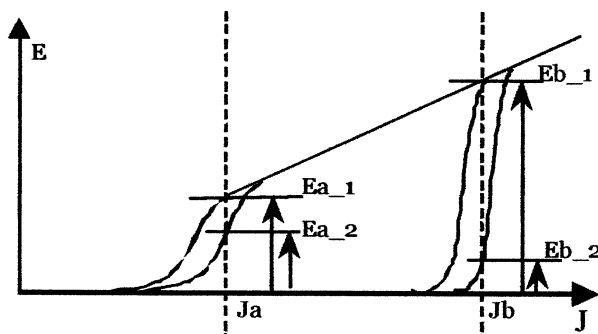
**Figure 26 :** Évolution de la longueur transitée du méandre Li19 en fonction de  $T_{MOY}$ .

( $\Delta$ ) :  $T_{bain} = 91$  K ; ( $\blacklozenge$ ) :  $T_{bain} = 90,5$  K

( $\circ$ ) :  $T_{bain} = 90$  K

### 3. Conclusion : Meilleure autoprotection au voisinage de $T_c$

Dans notre cas d'étude où l'homogénéité des échantillons n'est pas obtenue sur de grandes longueurs, le rapport entre le courant de défaut  $I_{cc}$  et le courant critique  $I_c$  est le facteur principal intervenant sur l'homogénéité de la transition. Pourtant, nos essais ont montré que l'utilisation d'une température de fonctionnement éloignée de  $T_c$  était bien plus dangereuse pour le conducteur. L'origine de ceci provient principalement de la décroissance de  $I_c$  à haute température. Ceci peut être justifié par le raisonnement suivant qui s'appuie sur la figure 27. Considérons le cas d'un conducteur possédant une certaine distorsion en courant critique et tel que  $I_c$  décroît lorsque la température augmente.



*Figure 27 : Allures des caractéristiques Champ Electrique ( $E$ ) en fonction de la Densité de Courant ( $J$ ) de deux portions de conducteur ayant des  $J_c$  légèrement différents. Ces caractéristiques sont représentées pour deux températures de bain différentes. Le cas (a) est caractéristique d'une température plus élevée que le cas (b).*

La caractéristique  $E(J)$  étant plus douce dans le cas d'une température de fonctionnement élevée (cas a), la différence de champs électrique  $E_1 - E_2$  est bien inférieure, durant la transition et à courant donné, que dans le cas b. À tout instant la différence d'énergie fournie aux deux zones ( $[E_1 - E_2] * J$ ) est donc plus faible lorsque la température du bain est élevée. Les températures atteintes par les zones 1 et 2 après transition sont donc bien plus différentes lorsque la température du bain est faible. La transition est donc dans ce cas moins homogène et plus sensible aux points chauds.

## C. Utilisation d'un champ magnétique pour aider l'homogénéisation

L'application d'un champ magnétique pourrait être envisagée pour aider la transition d'un matériau supraconducteur. Deux effets peuvent être à priori escomptés :

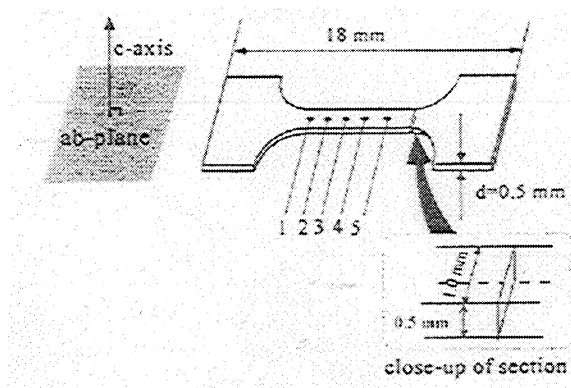
- Une augmentation de la rapidité de la transition (traversée plus franche de la surface critique)
- Une amélioration de l'homogénéité de la transition.

Le premier point a été étudié par O. Belmont sur des conducteurs Bismuth texturés pour lesquels la transition est a priori trop lente dans le cadre de la limitation de courant [5]. Les conclusions sont les suivantes : l'application d'un champ magnétique permet bien de diminuer le courant critique du conducteur. Cependant, la rapidité de la transition n'est que très faiblement améliorée. En effet, la

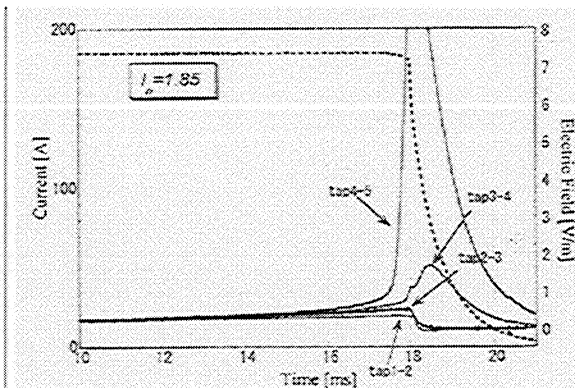
rapidité de la transition dans l'état dissipatif avancé est principalement liée à l'emballage thermique du matériau dans lequel le champ magnétique n'intervient pas.

Vis-à-vis du second point, certaines études japonaises ont montré que l'application d'une impulsion magnétique pouvait nettement améliorer l'homogénéité de la transition [15]. L'objectif de ce paragraphe est de rappeler ces résultats qui me semblent très concluants.

L'étude a été menée sur un conducteur YBCO mono domaine découpé dans une pastille suivant les plans ab (figure 28). Une couche de  $1 \mu\text{m}$  d'argent est pulvérisée sur la totalité du conducteur afin d'améliorer son auto protection. Les essais sont réalisés à l'argon liquide ( $T=87,3 \text{ K}$ ). Une première transition est obtenue naturellement par application d'un courant de transport valant  $1,85 \cdot I_c$  (figure 29).

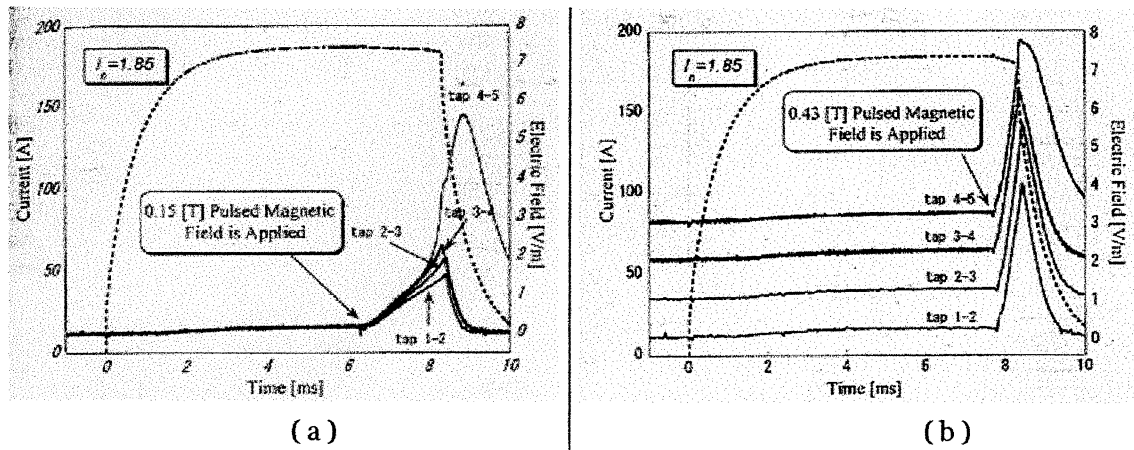


**Figure 28 :** Géométrie du conducteur sur lequel Kato et al. [15] ont mesuré l'influence d'un champ magnétique sur l'homogénéisation de la transition



**Figure 29 :** Transition naturelle du conducteur pour  $I = 1,85 I_c$ . La transition est fortement hétérogène ( $T = 87,3 \text{ K}$ )

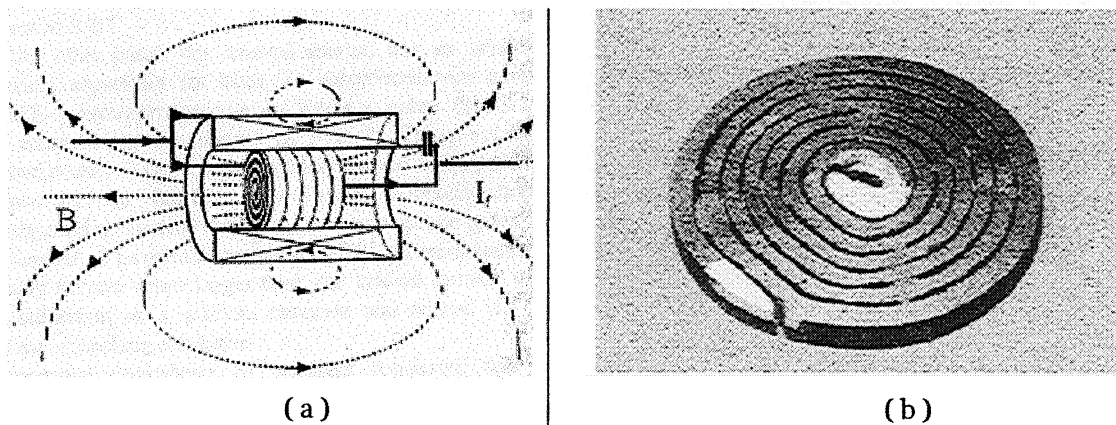
Suite à cela, plusieurs transitions sont réalisées pour un même courant de transport alors qu'une impulsion magnétique est appliquée suivant l'axe c du conducteur (figure 30). Une transition bien plus homogène est obtenue lorsque l'intensité de l'impulsion magnétique croît. Une impulsion modérée ( $0,43 \text{ T}$ ) permet d'obtenir une très bonne homogénéisation du conducteur. L'impulsion magnétique permet d'initier la transition dans la totalité du conducteur. Une fois activée, et même si le champ magnétique vient à s'annuler, l'emballage thermique du conducteur est suffisant pour créer une transition homogène.



**Figure 30 :** Influence de l'intensité de l'impulsion magnétique appliquée sur l'homogénéité de la transition (cas a :  $B = 0,15$  T ; cas b :  $B = 0,43$  T) ;  $T = 87,3$  K

Cette étude a motivé l'élaboration du concept de conducteur dont la transition est magnétiquement auto-assistée (figure 31 -[2]). Pour cela, les auteurs proposent d'insérer le conducteur supra dans une bobine. Celle-ci est connectée électriquement en parallèle avec le limiteur résistif. Dès que la transition du limiteur est initiée, une partie du courant est déviée dans la bobine. Il en résulte l'apparition d'un champ magnétique qui permet une meilleure homogénéisation du conducteur. Une capacité est introduite en série avec la bobine afin d'accélérer l'établissement du champ magnétique.

L'efficacité de ce montage sur l'homogénéité de la transition est néanmoins bien moins efficace que l'étude précédente ne le laisse présager. En effet, le champ magnétique n'apparaît que lorsque suffisamment de courant est dévié dans l'inductance. La transition est donc largement initiée au moment où le champ magnétique d'homogénéisation est appliqué. L'apport de cette technique d'autoprotection est très difficile à quantifier.



**Figure 31 :** Principe de conducteur dont la transition est magnétiquement auto-assistée (a) ; Conducteur mono domaine réalisé par Ito et al [2] (b)

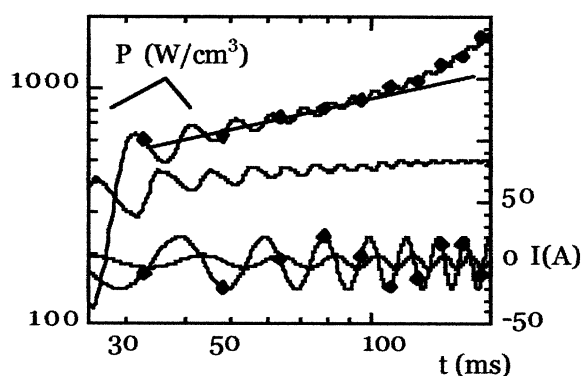
## D. Régime permanent

L'objet de ce paragraphe est de rendre compte des caractéristiques du conducteur YBCO mono domaine lorsqu'un courant de transport modéré circule. Deux informations seront utiles en vue du dimensionnement d'un éventuel futur appareillage :

- La valeur de  $I$  pour laquelle le conducteur est stable en régime permanent.
- Le niveau des pertes volumiques en fonction du rapport  $I/I_c$ .

Les pertes, qu'elles soient dues à l'hystérésis magnétique ou résistives, sont croissantes avec le niveau de courant. Pour des courants faibles devant  $I_c$ , les pertes magnétiques sont en général prépondérantes et restent relativement faibles (Chapitre IV - Partie III). L'élévation de température du conducteur due à ces pertes est minime à 50 Hz et ne peut être à l'origine d'une transition dans le cas des matériaux HTc. Lorsque le niveau de courant devient voisin de  $I_c$  les pertes résistives deviennent prépondérantes et relativement importantes. Ces pertes sont susceptibles de faire transiter le conducteur lorsque la puissance évacuée par le bain d'azote est insuffisante.

Expérimentalement, il apparaît que le risque d'emballement durant les mesures de pertes est réel au voisinage de  $I_c$  pour nos échantillons pour une température proche de  $T_c$ . La figure 32 nous montre l'évolution de la puissance volumique moyenne dissipée dans le conducteur lorsqu'on applique une onde de courant sinusoïdale à 50 Hz. L'échantillon est à la même température et seule l'amplitude du courant est différente ( $I = 0,5 I_c$  et  $I = 2 I_c$ ). Dans le premier cas et après thermalisation de l'échantillon, la puissance dissipée se stabilise alors qu'elle diverge dans le second cas. Durant ces essais, la température du bain était très proche de  $T_c$  et nulle stabilisation n'a été observée pour un courant appliqué d'amplitude crête supérieure ou égale à  $I_c$ .



**Figure 32 : Essais en régime permanent : Évolution de la puissance moyenne dissipée dans Li 13 lorsque le courant de transport progresse.**

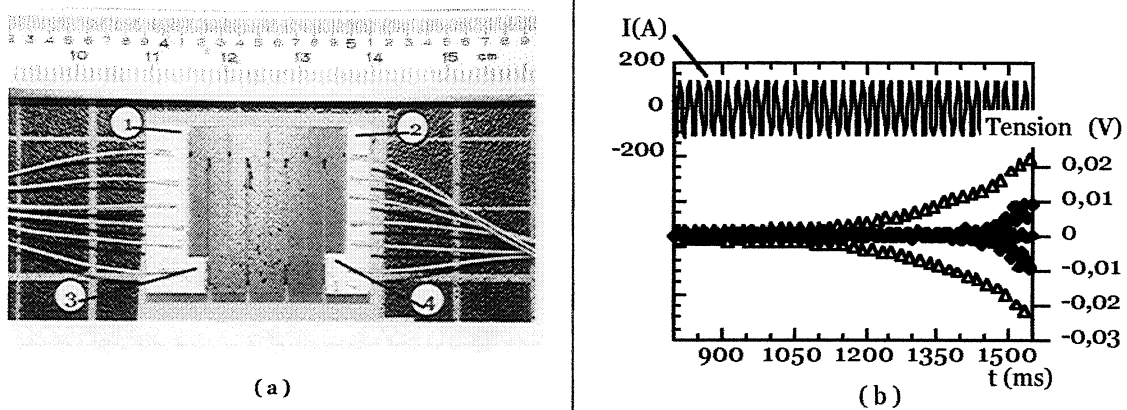
(-) : la puissance dissipée dans le conducteur tend à se stabiliser  
(♦) : un emballement thermique intervient.

$T_o : 92 \text{ K} ; T=91,8\text{K}$

$I = 0,5.I_c (-) ; I = 2.I_c (♦)$

Dans le cas  $I = 0,5.I_c (-)$ , les pertes représentées ont été multipliées par un facteur 50.

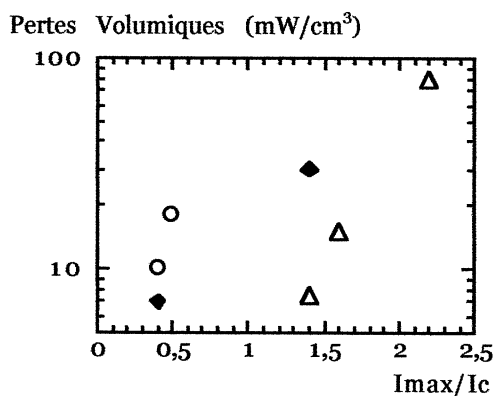
Le risque d'instabilité thermique est aussi amplifié par l'environnement extérieur des échantillons supraconducteurs. Par exemple, l'existence d'une résistance de contact Argent-YBCO (couche d'interface semi-conductrice ou diélectrique [16], [17]) et le fait que le courant pénètre suivant l'axe c du matériau peut provoquer une transition sous les amenées de courant. Cette transition se propage ensuite au sein du conducteur. (figure 33). Finalement les pertes mesurées pour  $I$  voisin de  $I_c$  sont représentées figure 34. Les mesures répertoriées ont été obtenues pour des conducteurs stabilisés. Il semble apparaître d'après ce graphique que les pertes sont d'autant plus importantes et qu'un régime stabilisé est d'autant plus difficile à obtenir que la température du bain est élevée.



**Figure 33 :** Emballement thermique dû à la résistance de contact des amenées de courant de l'échantillon Li 21 (a). La transition du conducteur sous les amenées de courant (contact 12 - Δ) engendre la transition du méandre (contact 34 - ◆)

Conditions de l'essai : Température : 91,1 K ;  $\hat{I} \approx 130$  A

Caractéristiques de l'échantillon : Section : 4,7 mm<sup>2</sup> ;  $I_{c(91,1\text{ K})} \approx 105$  A ;  $T_0 \approx 92$  K



**Figure 34 :** Évolution des pertes résistives volumiques en fonction du rapport de l'amplitude du courant appliqué ( $I_{max}$ ) sur le courant critique. Les points représentés correspondent à des mesures faites sur plusieurs échantillons et pour des régimes de fonctionnement stables. Chaque échantillon est normalisé par rapport à sa température critique asymptotique  $T_0$ .

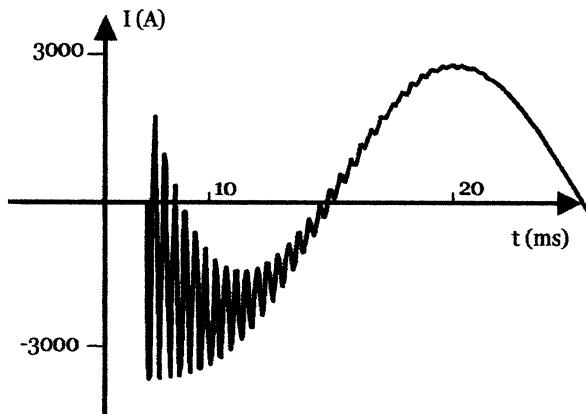
○ :  $T = T_0 - 0,2$  K

◆ :  $T = T_0 - 0,4$  K

Δ :  $T = T_0 - 0,6$  K

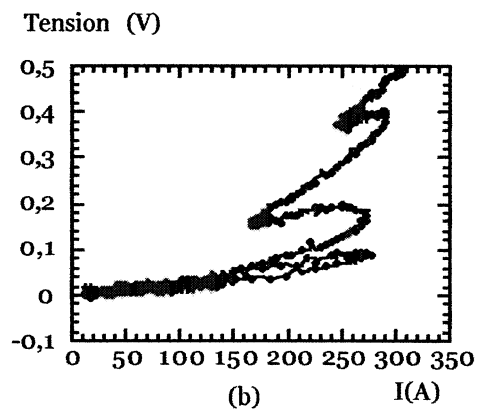
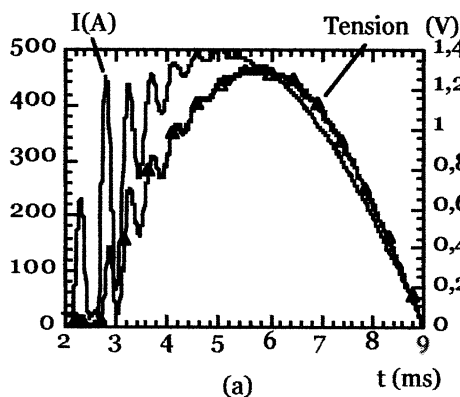
## E. Comportement Haute Fréquence

Des éléments réactifs (inductances de lignes, capacités de couplage entre les différents potentiels) sont présents dans les réseaux de distribution électriques. Lorsqu'un défaut apparaît, la structure résonnante ainsi constituée est excitée par l'onde de courant de défaut. Des oscillations de fréquence élevée par rapport à la fréquence du réseau électrique (quelques kHz) peuvent apparaître transitoirement (figure 35). Une étude a été menée afin de vérifier que cette onde était acceptée par l'YBCO texturé utilisé proche de sa température critique. Le montage électrique utilisé est présenté dans le chapitre II. Les résultats obtenus montrent qualitativement que la transition du conducteur n'est pas perturbée par ce régime transitoire (figure 36). D'après la faible différence obtenue entre  $T_{\text{moy}}$  et  $T_{\text{tr}}$ , on peut estimer que la transition était homogène durant ces essais. La rapide montée du courant due au transitoire à 1 kHz à sans doute contribué à l'homogénéité de la transition.



*Figure 35 : Modélisation du régime transitoire pouvant apparaître sur un réseau de distribution lorsqu'un défaut apparaît.*

*La fréquence de l'onde amortie vaut en général quelques kHz  
(Source : Schneider Electric)*



*Figure 36 : Réponse du matériau supraconducteur lorsque une onde de courant de 1 kHz amortie intervient lors du défaut.*

*Caractéristiques :  $T = 91,6 \text{ K}$  ;  $I_{c91,6K} = 50 \text{ A}$  ;  $L_{\text{contact}} = 5 \text{ mm}$  ;  $S = 5 \text{ mm}^2$*

## V. Conclusion

Dans ce chapitre, le principe d'autoprotection et le comportement des différents supraconducteurs dans des conditions de limitation de courant ont été décrits. Une caractérisation approfondie du matériau YBCO proche de  $T_c$  a ensuite été réalisée. Rappelons également qu'une méthode analytique permettant de quantifier l'homogénéité de la transition d'un conducteur a été mise en place et détaillée. La limitation de courant par transition naturelle d'un supraconducteur est efficace et ceci quel que soit le conducteur choisi. Parmi ces conducteurs, aucune voie de recherche n'a pour le moment encore été écartée. Il est néanmoins possible dès à présent de décrire les qualités du conducteur qui sera éventuellement utilisé industriellement pour la limitation de courant résistive :

- Le supraconducteur possèdera une très grande homogénéité, spécialement concernant son courant critique. En effet, le dispositif visé est un appareil à haute tension et les contraintes locales imposées au conducteur sont d'autant plus importantes que la longueur utile nécessaire est grande. Une analyse numérique proposée dans le chapitre suivant permet de mieux appréhender ce problème qui reste le point prioritaire.
- Le courant critique du conducteur sera relativement important et ceci pour de multiples raisons. Une amélioration du courant critique rend plus abrupte la caractéristique  $E(J)$  du matériau. Une transition franche améliore les qualités dynamiques du dispositif, diminue les pertes résistives en régime assigné et simplifie le dimensionnement du dispositif.
- Le conducteur sera probablement de section modérée et ceci pour des raisons thermiques :  
D'une part, une amélioration du temps de récupération peut être escomptée grâce à la diminution du facteur surface d'échange sur volume de matériau utilisé. Afin d'éviter une trop grande excursion en température, il est à présager que le conducteur devra être capable d'évacuer instantanément une grande partie de l'énergie joule générée en son sein. En effet, les défauts électriques peuvent éventuellement coexister un temps important (échec à l'ouverture de l'organe de coupure associé, règles de sélectivité chronométrique). On ne pourra pas, à mon avis, se passer d'un radiateur thermique si l'on souhaite utiliser le matériau supraconducteur de façon optimale.  
D'autre part l'utilisation de faibles sections réduit considérablement les gradients thermiques responsables de contraintes mécaniques internes imposées au matériau. Dans le cas des conducteurs massifs, cette remarque implique une consolidation mécanique du conducteur (par exemple : dispositif  $Bi_{2212}$  réalisé par ABB [18]).  
Notons que ces deux conditions sont déjà intrinsèquement réalisées pour les conducteurs 'couches minces'
- Le procédé de fabrication devra être facilement industrialisable et relativement peu coûteux.



## Bibliographie :

- [1] "Superconducting Fault Current Limiter"; EPRI-EL-329 ; 1976 ; Argonne National Laboratory (Solid State Science Division)
- [2] D.Ito, C.Yang, O.Miura, M.Morita, T.Tokunaga ; " kA class Resistive FCL Device Development using QMG HTC Bulk Superconductor." ; IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol 9, N°2, p1312, June 1999
- [3] D.Isfort ; "Croissance de grands domaines d'YBCO et limitation de courant" ; 8 Avril 02 ; Mémoire de thèse soutenue au sein de l'Université J.Fourier / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / Laboratoire de cristallographie - CRETA
- [4] X.Granados, T.Puig, J.Teva, E.Mendoza, X.Obradors ; "Quench behavior of the switching elements of a hybrid HTSC current limiter" ; IEEE Trans.Appl.Supercond. vol11, n°1, pt2, Mars 2001, p2406
- [5] O.Belmont ; "Limitation de courant à base d'oxydes supraconducteurs et réalisation d'un appareil 100A - 1kV" ; 12 Mai 99 ; Thèse soutenue au sein de l'INPG / Spécialité Génie Electrique / préparées au L.E.G. au C.R.T.B.T. et à Schneider Electric
- [6] J.G.NouDEM, D.Bourgault, J.M.Barbut, P.Tixador, R.Tournier ; "Possible application of bulk textured Bi<sub>2223</sub> for current application" ; Physica C 349 (2001) p47
- [7] D.Bourgault, S.Pavart, R.Tournier, L.Porcar, N.Caillault, L.Carbone ; "Current limitation capability of bulk Bi<sub>2223</sub> material" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- Aout 2001 - Copenhague
- [8] M.Decroux, L.Antagnazza, N.Musolino, E. de Chambrier, S.Reymond, J.M.Triscione, O.Fischer, W.Paul, M.Chen ; "Properties of YBCO films at high current densities : implications for a fault current limiter" ; IEEE Trans.Appl.Supercond. ; Vol 11, N°1, pt 2, Mars 2002, p2046
- [9] A.Lehner, A.Heinrich, K.Numssen, H.Kinder ; "Probing the temperature during switching of YBCO films" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- Aout 2001 - Copenhague
- [10] C.Peroz, C.Villard, D.Buzon ; "Transition into dissipative state of superconducting YBaCuO/Au films and fault current limitation : switching and recovering properties" ; Superconductors for Applications Conference (SPA - ICMC 2002) ; à publier dans Physica C.
- [11] E.Floch ; "Étude de la limitation de courant - Utilisation de massifs d'YBCO texturés " ; 31 Octobre 01  
Compte Rendu issu du contrat post doctoral CRTBT-CNRS / Schneider Electric
- [12] K.W.Lang, V.Madharan, J.E.Hoffman, E.W.Hudson, H.Eisaki, S.Uchida, J.C.Davis ; "Imaging the granular structure of high-Tc superconductivity in underdoped Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+d</sub>" ; nature, 24 January 2002, Vol 415, p412
- [13] J.Z.Wu, C.S.Ting, W.K.Chu, X.X.Yao ; "Proximity effect on the superconducting transition temperature of YBCO superlattice ; Physical Review B, 44, p411
- [14] T.P.Orlando, K.A.Delin ; "Foundations of Applied Superconductivity " ; Addison-Wesley Publishing Company ; ISBN 0-201-18323-4
- [15] H.Kato, O.Miura, D.Ito ; " Quench behaviors of QMG current limiting elements under the influence of magnetic field " ; IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol 10, N°1, p869, March 2000
- [16] V.M.Svistunov, V.Y.Tarenkov, A.LD'yachenko, O.I.Chernyak, R.Aoki ; "Contact phenoena in Ag-YBCO composites" ; Physica C, 303 (1998), p177
- [17] J.Maeda, T.Izumi, Y.Shiohara ; "Reaction between YBCO/Ag superconductor and melted silver" ; Supercond.Sci.Tech, 12 (1999), p45
- [18] M.Chen, W.Paul, M.Lakner, L.Donzel, M.Hoidis, P.Unternaehrer, R.Weder, M.Mendik ; "6.4 MVA Resistive Fault Current Limiter Based on Bi-2212 Superconductor" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- Aout 2001 - Copenhague



# Chapitre IV

---

## Modélisation

### I. Introduction

Dans le cadre de cette thèse, la modélisation numérique a été utilisée d'une part afin de prédire par extrapolation le comportement électrique d'un dispositif haute tension et d'autre part afin de caractériser l'emballement électrothermique d'un matériau supraconducteur. L'objectif de ce chapitre est de rendre compte des développements et des résultats obtenus.

Dans un premier lieu, l'outil numérique a été utilisé pour mettre au point un modèle électrothermique caractérisant le comportement du supraconducteur durant sa transition. Le modèle utilisé est alors un modèle à une dimension car la section du conducteur est négligeable devant la longueur du dispositif. L'insertion de ce modèle dans un logiciel voué à l'étude des réseaux de distribution électrique permet d'analyser l'impact du limiteur dans toutes les configurations du réseau susceptibles d'apparaître. Cet outil a par exemple été utilisé pour l'élaboration du cahier des charges auquel devait répondre le limiteur de courant à insérer sur le poste de distribution de Mazarredo (chapitre I).

Cet outil de prédiction par extrapolation a également été utilisé afin de déterminer l'influence des hétérogénéités centimétriques du supraconducteur sur les contraintes thermiques imposées. Nous verrons en effet que les contraintes infligées à un conducteur hétérogène sont susceptibles de varier selon la puissance du dispositif de limitation.

La modélisation numérique est également utile afin de mieux caractériser le comportement du supraconducteur à l'échelle millimétrique. Dans ce cas, la modélisation réalisée est à 2 ou 3 dimensions. Pour se faire, les logiciels à éléments finis Flux 2D et Flux 3D [1] ont été utilisés. Ces modélisations permettent par exemple de prédire les pertes magnétiques et résistives en régime assigné ou, autre exemple, apporte des informations concernant la propagation d'un front de transition dans le cas d'une transition localisée (point chaud). La modélisation est plus complexe et des résolutions de nature électromagnétique, thermique, et électrocinétique peuvent être couplées. Ces

modélisations s'avèrent coûteuses en temps de résolution et les différents couplages ne sont pas forcément envisageables pour un même problème. Notons qu'il existe en général des approches analytiques permettant de répondre à ce type de problèmes et de façon plus rapide. Cependant, ces résolutions se fondent en général sur des modèles très simplifiés, dans le cas de géométries simples et pour des matériaux isotropes. L'outil numérique peut être nécessaire pour améliorer la qualité des prédictions analytiques.

Enfin on peut faire appel à l'outil numérique pour aider à l'optimisation technique et géométrique d'un dispositif multi-physique. Vu la difficulté technique rencontrée pour réaliser un conducteur massif texturé, les degrés de liberté sont encore actuellement assez restreints et ce type d'optimisation n'est pas encore à l'ordre du jour pour les supraconducteurs eux-mêmes. Malgré cela, certaines pré-études concernant l'effet des échanges thermiques ont été menées. Ces derniers développements seront avantageusement détaillés dans le chapitre VI.

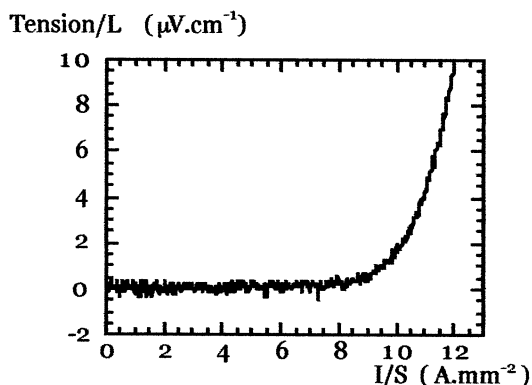
L'ensemble des travaux présentés concerne la modélisation macroscopique de la transition d'un matériau supraconducteur vers son état normal. Ces modélisations se fondent principalement sur les lois de Maxwell, valables pour les supraconducteurs. Les modélisations réalisées ne tiennent pas compte directement de la structure en vortex et de l'ancrage de ces derniers.

Par nature, les modélisations présentées ici sont assez diverses. Par contre les résultats présentés concernent l'YBCO texturé, traversé par un courant circulant suivant les plans ab et à une température proche de  $T_c$ .

## II. Modèle Electrique

### 1. Description de la transition à l'aide d'une loi de puissance

La transition d'un matériau de son état supraconducteur vers un état dissipatif est très abrupte dès que le courant de transport devient voisin du courant critique (figure 1).



*Figure 1 : Évolution du champ électrique moyen en fonction de la densité de courant moyenne d'un matériau supraconducteur YBCO texturé à une température proche de  $T_c$ .*

Le modèle physique dont on fait en général référence pour caractériser la transition d'un matériau supraconducteur est un modèle exponentiel basé sur un processus d'activation thermodynamique ("Flux Creep" [2], [3]). Empiriquement il est établi que ce modèle exponentiel ne décrit pas correctement la transition d'un matériau supraconducteur HTc et on lui préfère en général un modèle fondé sur une loi de puissance ([4], Équation 1). Certains travaux ont été menés afin de justifier ce modèle, mais aucun ne permet à ma connaissance de justifier un tel comportement pour les matériaux de qualité mono cristalline.

$$E = E_0 \cdot \left( \frac{|J|}{J_c} \right)^n \cdot \frac{J}{J_c} \quad (1)$$

Le terme  $E_0$  représente le critère choisi (en général  $1\mu\text{V}/\text{cm}$ ) et  $J_c$  représente la densité de courant critique au critère choisi. Les deux grandeurs permettant de caractériser la transition macroscopique d'un barreau supraconducteur sont finalement  $J_c$  et  $n$ . Ces deux grandeurs sont dépendantes du matériau supraconducteur, de l'environnement physique (T,B) et du conducteur lui-même (technique de fabrication et morphologie géométrique).

De nombreuses mesures décrites au chapitre III nous ont permis de caractériser l'évolution de ces deux paramètres dans le cas de l'YBCO texturé pour des températures comprises entre 89 K et la température critique du matériau.

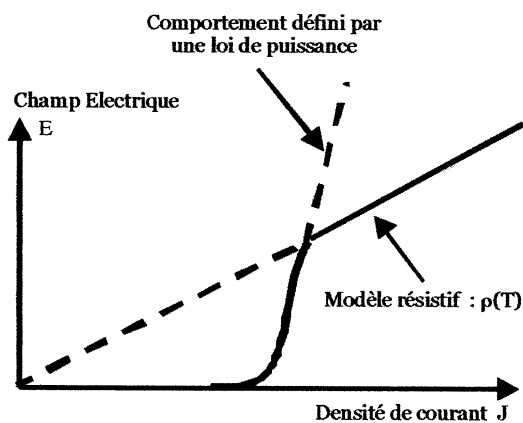
## 2. Modèle complet

Le modèle en loi de puissance cité précédemment caractérise l'évolution du champ électrique en fonction de la densité de courant tant que le matériau est dans un état peu dissipatif. Il succède à ce régime un état fortement dissipatif et enfin, lorsque le champ électrique est très important, un état résistif conventionnel. La zone intermédiaire, caractérisé par un état fortement dissipatif mais encore supraconducteur est a priori très difficile à décrire. En effet, durant les mesures de caractérisation de la transition, l'emballement thermique ne peut être négligé et les résultats obtenus sont dépendants des conditions dynamiques de test. Dans le cadre de cette étude, le modèle utilisé est simplifié. Il consiste à supposer que la réponse électrique du supraconducteur, qu'il soit dans un état peu ou fortement dissipatif, est décrite par une même loi de puissance. Celle-ci est bien sur dépendante de la température instantanée du matériau et un couplage électrothermique permet de tenir compte de l'échauffement généré durant la transition. Dans le cadre de la modélisation d'un limiteur de courant, ce modèle peut être considéré comme suffisant. En effet, lorsqu'un défaut électrique apparaît, le courant s'élève brutalement et l'énergie évacuée durant l'état dissipatif du matériau reste relativement faible par rapport à l'énergie fournie dans l'état normal.

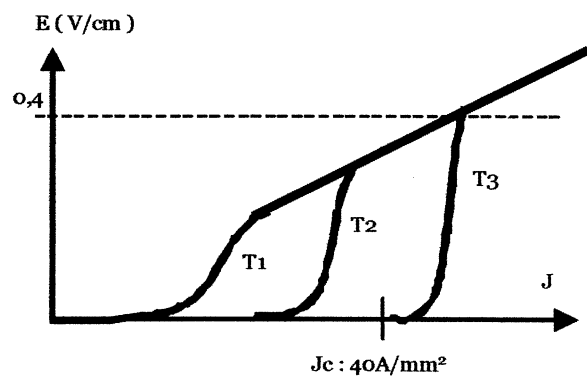
En résumé, le modèle utilisé pour caractériser la transition du matériau peut être décrit de la façon suivante :

- Le champ électrique est égal au minimum du champ issu de la loi de puissance et du champ calculé à partir d'un modèle linéaire (régime de "flux flow" ou état normal caractérisé par une évolution linéaire de la résistivité  $\rho(T)$ ). (figure 2)
- En tenant compte de l'évolution des paramètres du matériau ( $J_c$ ,  $n$ ,  $\rho_n$ ) en fonction de la température, on obtient des caractéristiques  $E(J)$  isothermes suivantes (figure 3).

L'étude du régime assigné nécessite un couplage magnétique et l'utilisation du modèle de l'état critique afin de tenir compte des pertes AC (pertes dues à l'hystérésis magnétique du matériau). La diminution de  $J_c$  en fonction de l'induction magnétique locale est prise en compte dans ce modèle. Un couplage thermique, nécessaire à l'amélioration de la qualité de la modélisation est actuellement à l'étude au sein du L.E.G.



**Figure 2 :** Modèle électrique utilisé pour caractériser la transition d'un supraconducteur dans le cadre de la limitation de courant. Un modèle linéaire est utilisé lorsque le matériau est dans l'état normal.



**Figure 3 :** Allure de la caractéristiques  $E(J)$  d'un conducteur YBCO texturé plan ab pour trois températures différentes ( $T_1 > T_2 > T_3$ ). La courbe  $T_3$  correspond approximativement au cas où la température du conducteur vaut 90,5 K.

### III. Limitation de courant par transition d'un supraconducteur

Le modèle présenté au paragraphe précédent est tout d'abord utilisé pour décrire le comportement du supraconducteur lorsqu'il est inséré dans un circuit électrique. Le problème étudié est considéré à une dimension (suivant la longueur du conducteur) et traité à partir d'un langage de programmation usuel (Fortran). Alors que les modélisations réalisées à partir d'un logiciel à éléments finis permettent de caractériser localement la transition et les contraintes locales imposées, la solution programmée permet d'accéder très rapidement et sans problème de convergence aux caractéristiques globales d'un limiteur de courant. Cette modélisation suppose que le dispositif est homogène, voir homogène par morceaux. Elle se fonde sur la résolution des équations suivantes :

Équation électrique :

$$U(t) = R_r \cdot i(t) + L_r \cdot \frac{d i(t)}{d t} + l \cdot E(t) \quad (2)$$

$R_r, L_r$  : Impédance du réseau électrique

$l$  : longueur de l'élément supraconducteur

$E$  : Champ électrique créé par l'élément supraconducteur

$T$  : Température de l'élément supraconducteur

Équation Thermique (transformation adiabatique) :

$$C_p(T) \cdot \frac{d T(t)}{d t} = E(t) \cdot \frac{i(t)}{S} \quad (3)$$

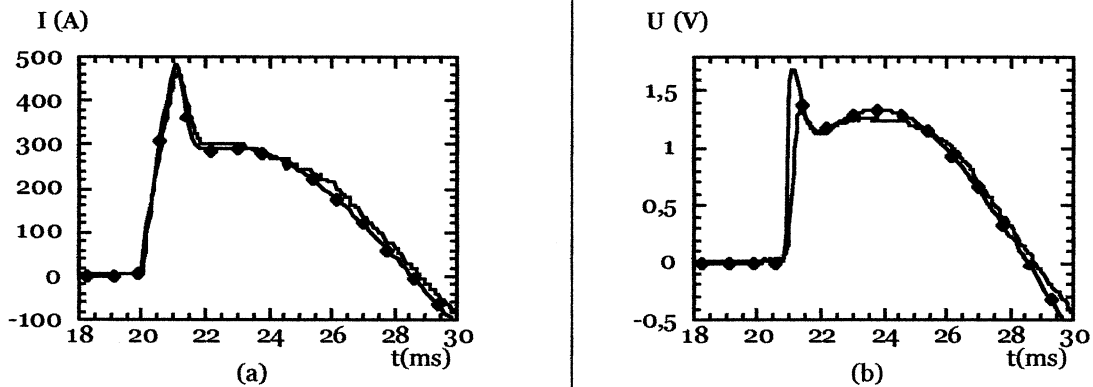
$C_p$  : Capacité calorifique volumique du supraconducteur

$S$  : Section du supraconducteur

Un algorithme numérique de Runge-Kutta permet de résoudre le système d'équations différentielles.

#### 1. Validation du modèle Électrique

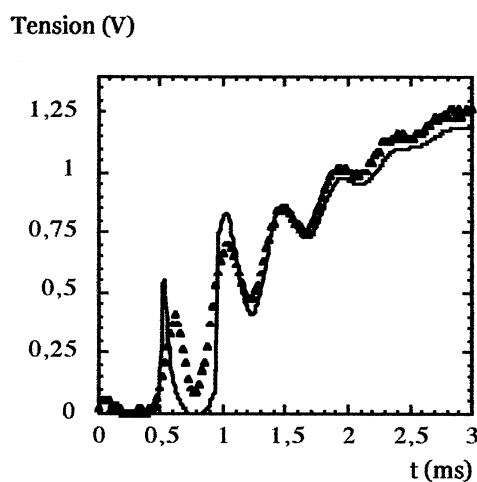
Cet outil nous a permis en premier lieu de vérifier que les hypothèses simplificatrices de notre modèle (passage brutal d'un régime de puissance à un régime linéaire en ce qui concerne le modèle électrique, comportement quasi adiabatique du matériau durant sa transition) sont acceptables dans le cas de la limitation de courant. À ces fins, nous avons comparé les formes d'ondes expérimentales à celles issues de notre modélisation numérique. Le résultat (figure 4) est tout à fait convaincant à partir du moment où les conditions de test sont telles que la transition du matériau est homogène (Température élevée et fort courant de court circuit) et donc qu'un modèle global est représentatif. La robustesse du modèle a également été confirmée grâce à l'étude de la transition du supraconducteur en présence de régimes transitoires Haute Fréquence (figure 5).



**Figure 4 :** Comparaison entre les formes d'ondes du courant (a) et de la tension (b) durant un essai de limitation à 50 Hz. La cohérence des grandeurs mesurées (-) et de celles issues de la modélisation (♦) pour un essai de limitation permet de valider le modèle. L'échantillon étudié est un méandre plan ab.

Caractéristiques du circuit électrique : Tension à vide : 8V ; Impédance de ligne : 9 mΩ ; Déphasage entre le passage par 0 du courant et l'instant du défaut : 30°.

Paramètres matériau :  $T_c$  : 92,1 K ;  $T_{\text{bain}}$  : 91,5 K ;  $n_{(T_{\text{bain}})}$  : 5 ;  $\rho_{n(94K)}$  : 1,4  $\mu\Omega\cdot\text{m}$  ;  $\rho_{(300K)}$  : 5  $\mu\Omega\cdot\text{m}$  ;  $J_{c(T_{\text{bain}})}$  : 18 A. $\text{mm}^{-2}$  ; Longueur : 70 mm ; Section : 4,2  $\text{mm}^2$  ; Longueur prises de potentiel : 7 mm



**Figure 5 :** Évolution de la tension aux bornes d'un échantillon supraconducteur plan ab lorsqu'un défaut intervient et que les éléments réactifs du réseau génèrent un transitoire de fréquence élevée par rapport à l'onde fondamentale ( $\approx 2$  kHz).

▲ : Signal mesuré sur l'échantillon  
— : Réponse du modèle numérique lorsque l'onde de courant mesurée est utilisée comme grandeur d'entrée.

Paramètres utilisés pour la modélisation :

$T_c \approx 92,1$  K ;  $T_{\text{bain}} = 91,6$  K

$n = 5$  pour  $T = 91,6$  K

Évolution linéaire de  $n(T)$

$S * 1 = 5 * 6 \text{ mm}^3$

$\rho_{(94K)} = 1,5 \mu\Omega\cdot\text{m}$  ;  $\rho_{(300K)} = 5,8 \mu\Omega\cdot\text{m}$

## 2. Problématique associée aux hétérogénéités centimétriques

Les résultats obtenus sur les nombreux échantillons étudiés (Chapitre III) ont permis de définir les conditions d'utilisation pour lesquelles les conducteurs plans ab de longueur décimétriques sont autoprotégés. La température d'emploi est choisie supérieure ou égale à 90,5 K et les contraintes maximales admissibles s'expriment en termes d'échauffement moyen du conducteur ( $\Delta T_{\text{max}} \approx 100\text{-}150$  K).



Ces conditions d'utilisation sont caractéristiques de l'homogénéité des grandeurs  $I_c$  et  $\rho_n$  rencontrées au sein d'un même conducteur. En effet des performances meilleures ont été obtenues sur des échantillons de très faible dimension. Les paramètres qui influent sur l'homogénéité d'un conducteur sont liés au matériau (proportions de phase verte, taux d'oxygénation, pores) et aux moyens de mise en forme utilisés (qualité de la découpe). Remarquons qu'un processus de fabrication industriel permettrait de diminuer mais non pas d'annuler ces hétérogénéités. Le chapitre III a également mis en évidence que la distorsion rencontrée sur des échantillons issus des différents endroits d'une pastille texturée peut être importante. L'ensemble de ces informations permet de prédire que la disparité des caractéristiques  $I_c$  et  $\rho_n$  sera accrue dans le cas d'un dispositif de grande longueur. En vue de la réalisation d'un dispositif haute tension, il est nécessaire de chercher à quantifier l'effet de l'augmentation des disparités macroscopiques sur les contraintes imposées au matériau durant sa transition.

Finalement, l'objectif des modélisations réalisées était d'apporter des éléments de réponses quant aux questions suivantes :

L'augmentation des fluctuations des caractéristiques supraconductrices est-elle problématique en vue de la réalisation d'un dispositif de longueur élevée ?

Les inhomogénéités de taille centimétrique sont-elles problématiques pour un dispositif haute tension, comme le sont les "hot spot" à l'échelle d'un échantillon ?

### 3. Descriptif des modélisations réalisées

Afin de donner quelques éléments de réponse vis-à-vis du problème décrit précédemment, le programme caractérisant la transition électrothermique a été modifié. Les développements réalisés permettent de modéliser un dispositif constitué de deux matériaux supraconducteurs 1 et 2 placés en série. L'élément 1 est celui qui a le plus faible courant critique, il transite donc en premier. La contrainte thermique maximale imposée au dispositif est celle supportée par le conducteur 1. N'ayant aucune donnée statistiques sur les échantillons susceptibles d'être utilisé pour la limitation de courant, l'étude présentée ci-dessous n'est qu'une étude de principe. Cette étude devrait néanmoins sensibiliser le lecteur quant au problème lié aux hétérogénéités macroscopiques.

Deux boucles imbriquées ont été greffées autour du programme initial afin d'étudier d'une part l'influence de la puissance de court-circuit  $P_{cc}$  sur les contraintes infligées au matériau et d'autre part l'influence de la température du bain sur ces mêmes contraintes. Le choix du critère permettant de qualifier la transition d'homogène n'est pas trivial. Arbitrairement, il a été choisi comme critère d'homogénéité :

$$\frac{(E_{\max 1} - E_{\max 2})}{E_{\max 1}} = 10 \% \quad (\star)$$

Notons que ce critère finit toujours par être atteint lorsque les matériaux ont la même résistivité. En effet, lorsque  $P_{cc}$  augmente, le courant s'élève plus rapidement. De ce fait, la différence d'énergie fournie, de résistivité et donc finalement de champ électrique supporté par les deux matériaux tend à

s'annuler. Ce point a déjà fait l'objet d'une confirmation expérimentale détaillée dans le chapitre III (Analyse de la longueur transitée).

**Paramètres des modélisations présentées :**

**Conditions de test:**

-Durée du défaut : 20ms

-Impédance de ligne du circuit électrique :  $R_r = 9 \text{ m}\Omega$  ;  $L_r = 10 \text{ }\mu\text{H}$

En considérant l'hypothèse selon laquelle  $I_{\text{assigné}} = I_c$ , cette impédance de ligne correspond à une chute de tension relative en régime assigné :

$$\Delta U/U \text{ compris entre } 1,5 \% \text{ et } 8 \%$$

-Température du bain comprise entre 89 K et 91,5 K

**Matériau :**

-Température critique : 91,5 K

-Résistivité à l'état normal                      à 95 K :  $1,8 \text{ }\mu\Omega\cdot\text{m}$                       à 300 K :  $6 \text{ }\mu\Omega\cdot\text{m}$

-Section du conducteur :  $3,6 \text{ mm}^2$

-n = 8 à 91 K

-Densité de courant critique :

Évolution linéaire en fonction de la température et annulation à  $T_c$

$$J_{c1} = 10,7 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2} \text{ pour } T = 91 \text{ K}$$

$$J_{c2} = 11,7 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2} \text{ ou } 12,7 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2} \text{ pour } T = 91 \text{ K}$$

-Longueur de conducteur :

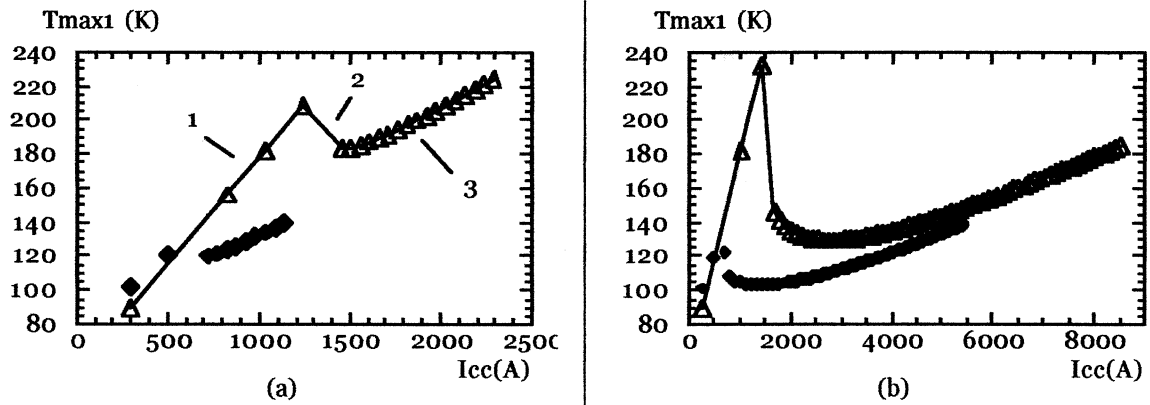
cas 1 :                       $L_1 + L_2 = 40 + 40 = 80 \text{ mm}$

cas 2 :                       $L_1 + L_2 = 40 + 400 = 440 \text{ mm}$

**4. Analyse des résultats**

La figure 6 représente l'évolution de la température maximale atteinte par le conducteur 1 au bout de 20 ms en fonction du courant de court-circuit et ceci à différentes températures et pour différentes longueurs de conducteur. Dans tous les cas représentés, un écart relatif de densité de courant critique ( $I_{c2}-I_{c1}/I_{c1}$ ) voisin de 10 % à été utilisé.

On retrouve pour chaque configuration le même comportement : pour de faibles courants de court-circuit, seul le conducteur 1 transite (régime 1). Alors que cette zone correspond à une puissance de court-circuit modérée, il est à noter que les contraintes infligées à une partie du matériau sont importantes. Le régime 2, très bref, intervient lorsque le conducteur 2 prend en charge une partie de la tension du réseau. Le régime 3 correspond aux fortes puissances de court-circuit. Dans ce cas, le conducteur 2 devient actif pour la limitation de courant et les contraintes s'équilibrent entre les deux matériaux.



**Figure 6 :** Évolution de la contrainte thermique maximale imposée au conducteur du limiteur de courant lorsque la puissance de court-circuit croît. On remarque que dans le cas d'un conducteur hétérogène, la contrainte maximale peut décroître alors que le courant de court circuit augmente. Ceci intervient lorsque l'ensemble du dispositif a transité. Le tracé (a) représente le cas d'un dispositif de 80 mm de long dont 50 % du supraconducteur possède un courant critique plus faible. Le tracé (b) représente le cas d'un dispositif de 440 mm de long dont 10 % du supraconducteur possède un courant critique plus faible. Dans tous les cas, l'écart relatif de courant critique ( $\Delta I_c/I_c$ ) avoisine 10 %.

◆ :  $T_{\text{bain}} = 90,5 \text{ K}$  ;      ▲ :  $T_{\text{bain}} = 89 \text{ K}$

Une transition est considérée comme homogène lorsque le point de fonctionnement se situe dans le régime 3 c'est à dire lorsque les contraintes sont réparties de façon assez équitables le long du conducteur. L'ensemble des modélisations présentées ont été stoppées lorsque le critère (☆) était atteint. On voit ici que ce critère n'est pas le meilleur pour qualifier la transition d'homogène. Il serait à mon avis préférable d'utiliser comme critère le minimum local de la caractéristique  $T_{\text{max}}(I_{\text{cc}})$  plutôt que le critère arbitraire (☆). Ce dernier critère n'a pas été utilisé car il est plus compliqué à mettre en place automatiquement dans le programme réalisé : repenser l'architecture des boucles imbriquées créées autour du programme entier serait en effet nécessaire pour tenir compte de ce dernier critère.

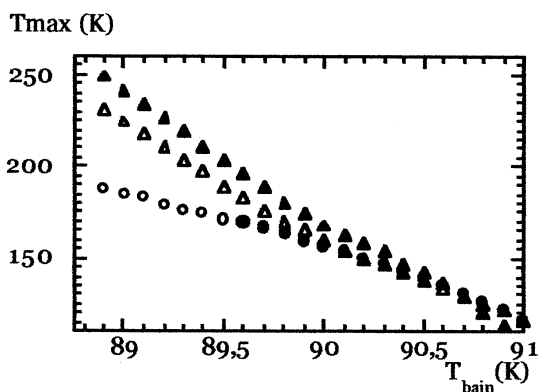
Tout naturellement, on remarque que l'homogénéisation de la transition a lieu pour des courants plus importants lorsque la température du bain est plus faible. Le courant critique est en effet plus important à basse température. Il en résulte que pour une même longueur de conducteur, les contraintes thermiques sont plus importantes. Les mêmes conséquences sont observées lorsque la différence relative de densité de courant critique  $\Delta I_c/I_c$  augmente.

Si on compare maintenant les caractéristiques obtenues à même température mais avec une longueur de conducteur 2 variable, on remarque que les contraintes infligées au matériau 1 sont quasi similaires durant le régime 1. En réalité, ce régime initial est légèrement plus large lorsque le conducteur 2 est long. Ce point est très important car il signifie qu'un procédé de présélection basse tension des conducteurs peut être considéré comme efficace en vue de la réalisation d'un dispositif réseau. Les conclusions tirées doivent être modérées par l'aspect rudimentaire du modèle utilisé

(constitué de deux supraconducteurs idéaux). Rappelons également que cette analyse suppose que  $\Delta I_c/I_c$  est identique quelle que soit la longueur du dispositif.

Enfin on remarque que les contraintes supportées par 1 décroissent bien plus franchement dans le cas d'un limiteur long. En effet, dans le cas d'un dispositif de grande longueur, l'impédance introduite est plus importante et donc la limitation plus efficace.

Il est possible de comparer l'évolution des contraintes maximales supportées en fonction de la température du bain. Si on se place dans le cas d'une transition dite homogène (régime 3) et si de plus on se fixe de respecter le critère ( $\star$ ) on remarque que la température maximale du supraconducteur sera plus élevée pour un limiteur de faible longueur (figure 7). Il semble donc que l'existence d'inhomogénéités centimétriques ne soit pas contraignante dans le cas de défaut franc. Rappelons encore que nous ne tenons pas compte ici de l'augmentation de la dispersion des caractéristiques supraconductrices susceptible d'intervenir lorsque la longueur du dispositif augmente.



*Figure 7 : Evolution de la contrainte thermique maximale dans le cas d'une transition homogène ( $\Delta E_{\text{max}}/E_{\text{max}1}$ ) = 10 % en fonction de la température du liquide cryogénique.*

- O : Longueur du dispositif : 440 mm ;  $\Delta I_c/I_c \approx 10\%$
- $\Delta$  : Longueur du dispositif : 80 mm ;  $\Delta I_c/I_c \approx 10\%$
- : Longueur du dispositif : 440 mm ;  $\Delta I_c/I_c \approx 20\%$
- ▲ : Longueur du dispositif : 80 mm ;  $\Delta I_c/I_c \approx 20\%$

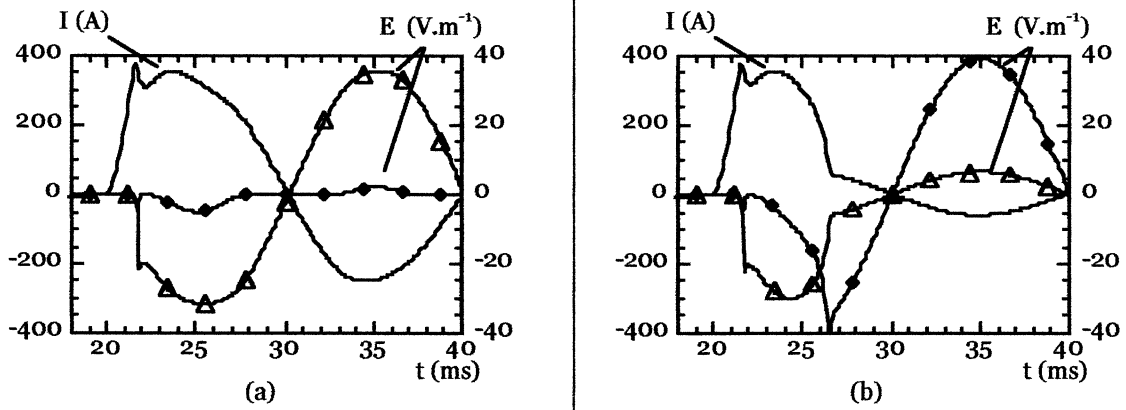
Détaillons un peu le mécanisme d'homogénéisation de la transition par élévation de la puissance de court-circuit. Si on se place dans le cas d'un limiteur long (440 mm) et à 89 K, la figure 6-b nous montre que l'homogénéisation intervient lorsque le courant de défaut passe de 7,8 à 8,3 fois  $I_{c1}$ . Analysons ce changement de régime (figure 8) :

- Pour un courant de défaut égal à  $7,8 \cdot I_{c1}$  (figure 8-a), la montée du courant de défaut est un peu moins franche. Le champ électrique du conducteur 2 est faible et son échauffement n'est pas suffisant pour que celui-ci s'emballé thermiquement.

Remarquons que le champ  $E_2$  décroît entre la première et la seconde alternance. Cette décroissance se justifie par le fait que le conducteur 1 s'est énormément échauffé entre les deux alternances. L'accroissement de sa résistivité est donc bien plus important que celui du conducteur 2. Ainsi, le déséquilibre entre les deux conducteurs est amplifié entre la première et la seconde alternance. Dans le cas où les échanges thermiques avec le bain ne seraient plus négligés, on peut même imaginer que au terme de plusieurs alternances toute la tension serait

supportée par le conducteur 1. Certaines observations expérimentales réalisées sur de l'YBCO texturé peuvent être justifiées par ce raisonnement électrocinétique.

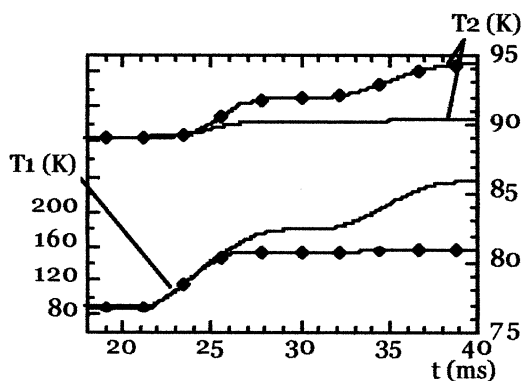
- Par contre, pour un courant de défaut légèrement supérieur ( $8,3 \cdot I_{c1}$ ), la montée du courant de défaut est plus rapide (figure 8-b). La limitation du courant due à la transition du conducteur 1 est alors insuffisante et l'emballement thermique du conducteur 2 est initié. La différence de champ électrique supportée par les deux matériaux est très grande ( $E_1 \gg E_2$ ), mais le champ  $E_2$  est suffisamment grand pour que le courant soit bien plus limité et donc pour que les contraintes infligées au conducteur 1 soient bien plus faibles que précédemment (figure 9).



**Figure 8 :** Transition du régime 1 au régime 2. Formes d'ondes Courant et Champ Électrique supportées par les conducteurs 1 ( $\Delta$ ) et 2 ( $\blacklozenge$ ) en fonction du temps durant des essais de limitation. Afin d'améliorer la lecture, le champ  $E_2$  a été multiplié par un facteur 100.

Les conditions de défaut sont respectivement  $I_{cc} = 7,8 \cdot I_{c1} = 1500$  A (a) et  $I_{cc} = 8,3 \cdot I_{c1} = 1600$  A (b).

La température d'emploi vaut 89 K, la longueur du dispositif est égale à 440 mm et  $\Delta I_{c1}/I_{c1} \approx 10$  %.



**Figure 9 :** Transition du régime 1 au régime 2. Évolution des contraintes imposées au conducteur 1 et 2 durant des essais de limitation.

Les conditions de défaut sont respectivement  $I_{cc} = 7,8 \cdot I_{c1}$  (—) et  $I_{cc} = 8,3 \cdot I_{c1}$  ( $\blacklozenge$ ).

La température d'emploi vaut 89 K, la longueur du dispositif est égale à 440 mm et  $\Delta I_{c1}/I_{c1} \approx 10$  %.

Les contraintes thermiques sont bien mieux réparties dans le cas  $\blacklozenge$  pour lequel la puissance de court-circuit est plus élevée.

L'amélioration de l'homogénéité de la transition par augmentation de la puissance de court-circuit a été mise en évidence lors de tests sur des échantillons réels. Cependant, les échantillons réels sont tels que leurs caractéristiques évoluent de manière moins franche ( $J_c(x)$ ), que les contacts électriques des prises de potentiel ne sont pas ponctuels et que d'autres paramètres peuvent largement varier (comme la résistivité ou les dimensions géométriques). Les conclusions déduites de ces seules mesures peuvent donc être contestées puisque de nombreux paramètres varient. Les modélisations réalisées montrent que la distorsion en courant critique peut justifier à elle seule l'existence d'un seuil de puissance de court-circuit en dessous duquel la transition devient plus homogène. Bien que le modèle utilisé soit relativement simple, il est possible d'apporter quelques éléments de réponse concernant l'impact des hétérogénéités centimétriques sur la conception d'un dispositif haute tension :

- Les contraintes thermiques locales sont bien évidemment croissantes avec  $I_c$  et avec le degré d'hétérogénéité  $\Delta I_c / I_c$ .
- Si la variation de courant critique relative des conducteurs  $\Delta I_c / I_c$  est maîtrisée, les hétérogénéités de taille centimétrique ne sont pas problématiques lorsque l'on passe d'un dispositif de caractérisation à un appareil haute tension.

En vue des résultats obtenus, je pense qu'une réflexion plus approfondie de ce type devrait être menée dans le cas où la réalisation d'un appareillage de forte tension serait décidée. De plus, l'intérêt de l'étude proposée ne se limite pas à mon avis au seul cas de la limitation du courant utilisant le matériau YBCO texturé. En effet, et à titre d'exemple, même si un meilleur contrôle des paramètres de fabrication des "couches minces" rend ces conducteurs bien plus homogènes, les caractéristiques de ceux-ci ne sont pas à l'abri de certaines fluctuations. Ces fluctuations peuvent avoir pour origine la technique de dépôt utilisée (dans le cas d'un dépôt par pulvérisation par exemple, on observe que la partie centrale du "wafer" possède des caractéristiques supraconductrices meilleure qu'en périphérie) ou simplement le problème local d'injection du courant.

## **IV. Vitesse de propagation d'un front de transition**

Le paragraphe précédent s'est intéressé à l'analyse des contraintes thermiques générées par les hétérogénéités centimétriques d'un supraconducteur. Les modélisations obtenues considéraient les conducteurs 1 et 2 thermiquement découplés. La très faible conductivité thermique du matériau YBCO peut justifier a priori cette hypothèse simplificatrice. Néanmoins, lorsque mon travail de thèse a débuté, cette hypothèse a fait l'objet d'une remise en question et ceci afin de justifier la meilleure homogénéité du supraconducteur YBCO à température élevée.

Décrivons le mécanisme de propagation d'un front de transition. La chaleur fournie au sein d'une zone normale se propage dans la zone supraconductrice voisine. Celle-ci peut à terme faire transiter le matériau supraconducteur : la transition peut donc se propager au sein du matériau. Les modèles analytiques décrivant la propagation d'un front de transition considèrent en général [5] que le matériau transite lorsque la température dépasse  $T_c$  et ne tiennent pas compte de l'état dissipatif du

matériau supraconducteur modérément échauffé. Cet état dissipatif est susceptible d'être responsable d'une nette amélioration de la propagation d'un front de transition. C'est afin d'analyser ce phénomène qu'un travail de modélisation de la propagation d'un front de transition a été initié.

Notons à ce sujet que la mesure de la vitesse de propagation d'un front de transition est accessible expérimentalement et permet de vérifier que les supraconducteurs HTc possèdent une vitesse de propagation très faible pour une température de 77 K ([6], [7], [8]).

### 1. Étude analytique

Certains travaux ont permis d'aboutir à une estimation de la vitesse de propagation d'un front de transition. Je me propose ici de résumer la philosophie de cette étude analytique [9].

L'équation de la chaleur appliquée à une portion de conducteur thermique orienté suivant  $\vec{Ox}$ , subissant un chauffage volumique uniforme  $P_j$  et pour lequel on néglige les échanges latéraux de chaleur avec l'environnement (liquide cryogénique, autre conducteur) s'écrit :

$$cp \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P_j \quad (4)$$

Notons pour information que ces études ont également été menées lorsque les échanges thermiques latéraux ne sont pas négligés. Nous ne tiendrons pas compte en premier lieu de ces échanges. Ce point fera l'objet d'une discussion plus poussée dans le chapitre V.

Le modèle analytique utilisé pour caractériser le matériau supraconducteur est le suivant :

Si  $T < T_c$ , le matériau est non dissipatif et donc  $P_j = 0$

Si  $T > T_c$ , le matériau devient dissipatif et la puissance évacuée vaut :  $P_j = \rho_n \cdot J^2$

La résolution de cette équation différentielle par morceaux [9] se fait de façon graphique. Finalement cette analyse nous fournit l'expression de la vitesse asymptotique  $v$  d'un front de transition (eq. 4).

$$v = \frac{\sqrt{\rho_n \cdot k \cdot J}}{cp \cdot \sqrt{T_c - T_{\text{bain}}}} \quad (4)$$

Application numérique (cas de l'YBCO suivant les plans ab et à haute température) :  $V = 67 \text{ mm.s}^{-1}$

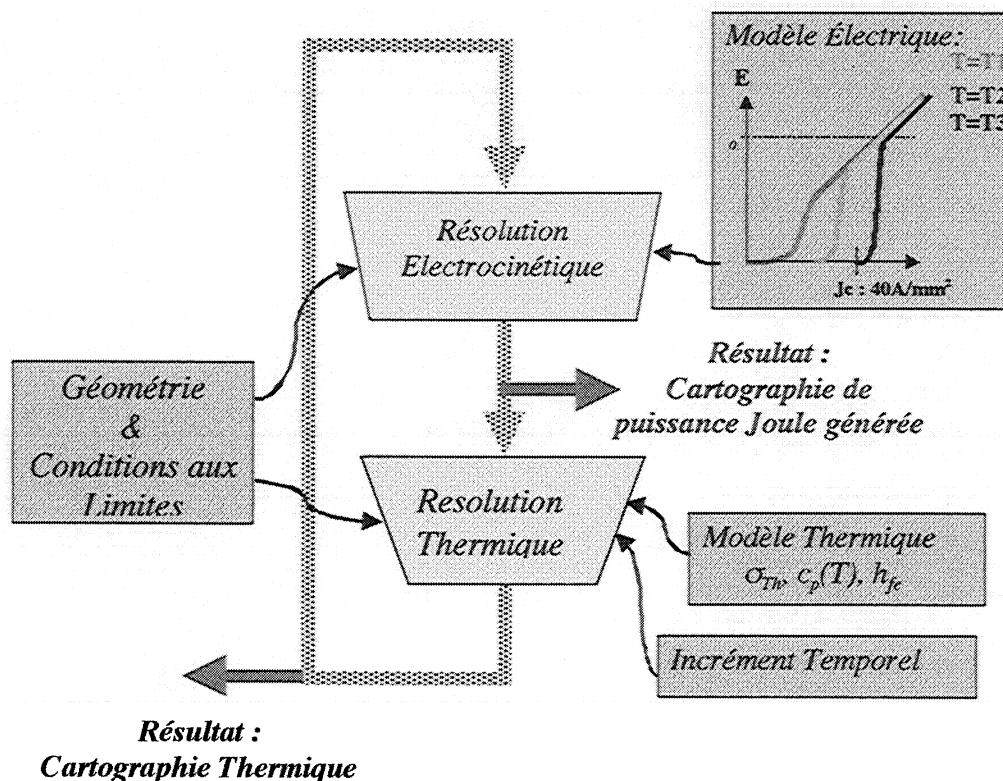
( $\rho_n = 1,5 \mu\Omega.m$ ,  $\sigma_{TH} = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $J = J_c = 30 \text{ A.mm}^{-2}$ ,  $cp = 1,4 \text{ J.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ ,  $T_c = 92 \text{ K}$ ,  $T_{\text{bain}} = 90,5 \text{ K}$ )

Cette grandeur particulièrement faible (1,4 mm en 20 ms) nous montre que même proche de la température critique, la vitesse naturelle de propagation d'un front de transition semble insuffisante pour protéger le matériau dans le cas de la limitation de courant.

## 2. Étude numérique

Le résultat précédent est très intéressant car il permet d'obtenir rapidement l'ordre de grandeur de l'information recherchée. Ce résultat est a priori valable lorsque les pertes au voisinage du front de transition sont négligeables. On peut donc escompter une amélioration de la vitesse de propagation lorsque les grandeurs  $I/I_c$  ou  $(dI_c/dT)/I_c$  seront grandes. La limitation de courant résistive lorsque la température d'emploi est choisie proche de  $T_c$  entre exactement dans ce cas de figure. L'objectif du travail présenté est de voir si un outil numérique utilisant un modèle plus complexe ne pourrait pas apporter une information plus précise. De plus, cet outil pourrait s'avérer adapté à la conception d'un dispositif industriel ayant une géométrie complexe.

Le logiciel Flux2D a été utilisé pour réaliser ces modélisations. Ce logiciel à éléments finis résout numériquement les équations d'électromagnétisme et de thermique et permet d'incorporer des modèles de matériaux divers et variés. Afin de modéliser le comportement d'un matériau supraconducteur durant sa transition, une simulation de nature électrothermique est réalisée. Le mécanisme de cette modélisation est décrit figure 10. Elle inclut pour chaque incrément temporel une résolution électrocinétique et une résolution thermique. La résolution électrocinétique se base sur le modèle décrit en II.

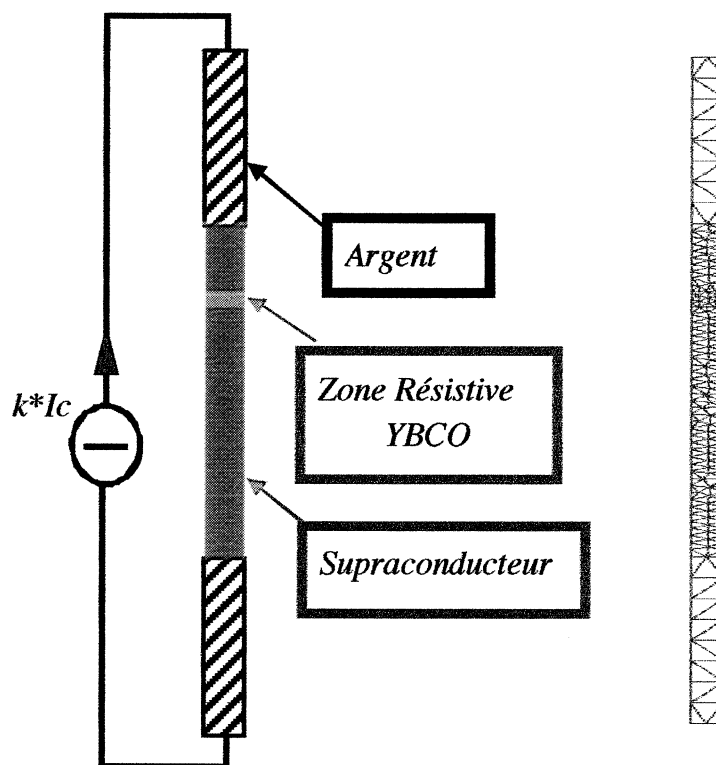


**Figure 10 :** Principe du couplage électrothermique permettant de modéliser la propagation d'un front de transition tel qu'il est implanté dans le logiciel Flux2D. Chaque résolution électrocinétique tient compte de la température locale pour déterminer les pertes générées. Ces pertes sont utilisées comme données d'une nouvelle résolution thermique qui permet d'actualiser la cartographie thermique du système étudié.



Le modèle thermique est lui très simple et se base sur des données issues de la bibliographie (cf. Annexe). La capacité calorifique et la conductivité thermique sont choisies constantes et respectivement égales à  $1,5 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $10 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Bien que l'utilisation d'un modèle plus complexe ne pose aucun problème, j'ai opté pour ce modèle simple afin de rendre plus aisée la comparaison entre la résolution analytique et le résultat numérique. Le coefficient d'échange thermique avec le liquide cryogénique est soit nul soit constant.

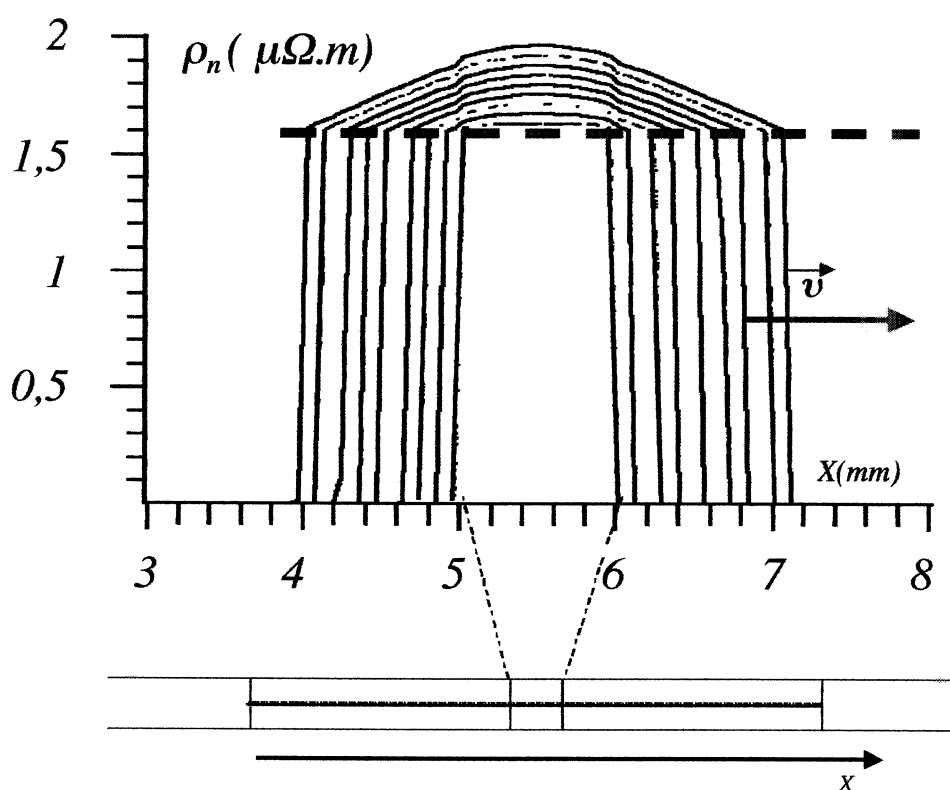
La résolution d'un problème nécessite bien sur une description géométrique de celui-ci. Un exemple simplifié est donné figure 11. Le résultat obtenu à partir de ce type de simulation est représenté figure 12.



**Figure 11 :** Géométrie typique utilisée pour l'analyse numérique de la propagation d'un front de transition. Le schéma de gauche représente le circuit électrique constitué d'une source de courant et d'un matériau supraconducteur. Afin de générer un front de transition, une zone faible résistive est insérée dans le conducteur modélisé. L'outil numérique utilisé est un logiciel à éléments finis. Un exemple de maillage est représenté à droite. Un maillage beaucoup plus dense est en pratique nécessaire pour obtenir une information cohérente. Un maillage rectangulaire peut être avantageusement utilisé et permet d'éviter certains effets de pointe tout en limitant la densité du maillage (Dans cette étude, la propagation intervient uniquement suivant une direction verticale).

### 3. Résultats issus de l'analyse numérique - conclusions

Afin de valider la modélisation, de nombreuses simulations ont été réalisées. Les résultats obtenus dans des conditions adiabatiques ou dans des conditions d'échanges importants (ébullition nucléée dans l'azote liquide) sont résumés tableaux 1 et 2. On remarque que les résultats donnés par la relation de Wilson et par nos modélisations sont très proches. Les différences obtenues sont imputables à la différence de modèle et d'autre part aux erreurs d'arrondis numériques (dans ce type de résolution récursive, les erreurs obtenues se répercutent sur les résolutions ultérieures). Comme la formule de Wilson le prévoyait, la vitesse de propagation de front est proportionnelle à  $J$ . Il est à noter que l'exposant  $n$  de la loi de puissance n'a que très peu d'influence sur la vitesse d'un front de propagation (le préchauffage d'une transition douce ( $n$  faible) ne semble pas accélérer le front de transition)). Les échanges avec le liquide cryogénique provoquent une diminution de la vitesse de propagation d'autant plus accentuée que la température du bain est faible.



**Figure 12 :** Propagation d'un front de transition. Résultats issus de la modélisation numérique pour différents instants ( $t = 100 \mu\text{s}$ , 2 ms, 4 ms, 6 ms, 8 ms, 10 ms, 12 ms, 14 ms et 16 ms). Le trait pointillé représente la limite entre le modèle électrique linéaire (matériau normal) et le modèle en loi de puissance caractéristique du régime dissipatif.

Paramètres de la modélisation :  $T_c = 92 \text{ K}$  ;  $T_{\text{bain}} = 91 \text{ K}$  ;  $\rho_n (94 \text{ K}) = 1,6 \mu\Omega.m$  ;  
 $J_{c(91 \text{ K})} = 30 \text{ A.mm}^{-2}$  ;  $n_{(91 \text{ K})} = 7$  ;  $c_p = 1,5.10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}$  ;  $k = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .  
 Le calcul de la vitesse de propagation est obtenu à partir de ce tracé  $\rho(x,t)$

Température du bain [K]	Densité de courant exprimée en fonction de la densité de courant critique (*)	Vitesse de propagation de front obtenue à partir de la relation de Wilson [mm.s <sup>-1</sup> ]	Résultats issus de la modélisation [mm.s <sup>-1</sup> ]
91 K	Jc	80	70
	1,5 * Jc	120	100
	2 * Jc	160	130
87 K	Jc	180	155
	1,5*Jc	270	230

Température du bain [K]	Densité de courant exprimée en fonction de la densité de courant critique (*)	Résultats issus de la modélisation [mm.s <sup>-1</sup> ]
91 K	Jc	70
87 K	Jc	130

(\*) :  
 Jc égal à 30 A.mm<sup>-2</sup> pour T = 91 K  
 Jc égal à 150 A.mm<sup>-2</sup> pour T = 87 K

Le logiciel Flux2D permet donc de modéliser la transition d'un matériau supraconducteur. La modélisation de systèmes plus complexes reste à ce jour fortement limitée principalement parce que l'algorithme Electrocinétique de résolution du logiciel converge vers des résultats incohérents lorsque les gradients de résistivité sont trop importants (ce qui est le cas lorsqu'un problème inclut à la fois un matériau supraconducteur et un matériau fortement résistif). De plus, le modèle en loi de puissance est géré par programme utilisateur extérieur et reste non prévu à ce jour au sein même du logiciel Flux2D. Certaines erreurs durant la résolution électrocinétique ont parfois été observées.

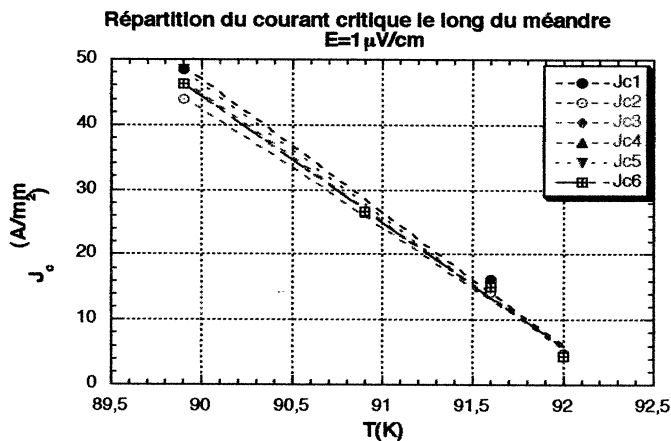
## V. Pertes

Dans le cas de conducteurs utilisés pour la limitation de courant, les outils de modélisation permettent aussi d'évaluer les pertes en régime assigné. Cette estimation est fondamentale puisqu'elle permet de dimensionner le cryogénérateur nécessaire et donc d'évaluer le coût d'investissement cryogénique du dispositif. L'ensemble des travaux présentés ici ont été réalisés en collaboration avec Mlle Klutch.I et Mr Donnier-Vallentin.G que je tiens ici à remercier.

Les résultats de modélisation ont été obtenus à partir du module "supraconducteur" du logiciel FLUX3D, module développé par Mr Vinot.E [10]. Cet outil permet entre autres d'évaluer les pertes résistives et les pertes d'origine magnétique d'un matériau supraconducteur.

### 1. Descriptif de l'échantillon mesuré

L'échantillon sur lequel ont été réalisées ces mesures est un méandre YBCO plan ab texturé conventionnel constitué de 2 languettes. La longueur entre chaque prise de potentiel de l'échantillon est peu importante (3 cm) ce qui implique des signaux de pertes très faibles (en pratique, quelques  $\mu\text{V}$  en tension compensée). Le dispositif utilisé pour la mesure des pertes est rappelé au chapitre II. La section du conducteur est de  $4,3 \text{ mm}^2$ . L'évolution du courant critique de ce méandre a été mesuré entre 90 K et 92 K (figure 13). Les pertes ont elles aussi été mesurées proche de la température critique du matériau mais pour des valeurs de courant modérées devant  $I_c$ . Ce choix a été fait afin d'éviter toute transition intempestive du supraconducteur en régime permanent.



*Figure 13 : Évolution du courant critique à  $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  en fonction de la température d'emploi obtenu sur les 2 languettes du méandre plan ab utilisé pour la mesure de pertes. Six couples de prises de potentiel permettent de vérifier l'homogénéité de l'échantillon.*

## 2. Résultats issus des mesures

La figure 14 représente les pertes mesurées à 90,5 K et 90,3 K. Ces pertes expérimentales sont "fitées" par un modèle analytique classique dans l'étude des pertes en champ propre des matériaux supraconducteurs (formule de Norris avec répartition elliptique du courant [11]) et par une loi de puissance. À ces températures, les pertes semblent être fondamentalement des pertes par hystérésis (des pertes évoluant suivant une puissance 3 du courant sont caractéristiques des pertes par hystérésis). L'approximation obtenue en considérant le modèle proposé par Norris devrait permettre de retrouver le courant critique. Les valeurs ainsi obtenues à 90,5 K et 90,3 K sont respectivement 244 A et 272 A ce qui correspond à des densités de courant respectives de 56,7 A.mm<sup>-2</sup> et 63,2 A.mm<sup>-2</sup>. Ces densités de courant critiques sont plus importantes que celles mesurées expérimentalement (rapport : 1,7). Cet écart peut s'expliquer par des répartitions de courants différentes de celles considérées par Norris (figure 17), par le fait que ses résultats sont basés sur le modèle de l'état critique (coefficient n infini) et enfin par le gradient thermique susceptible de coexister dans les conducteurs massifs.

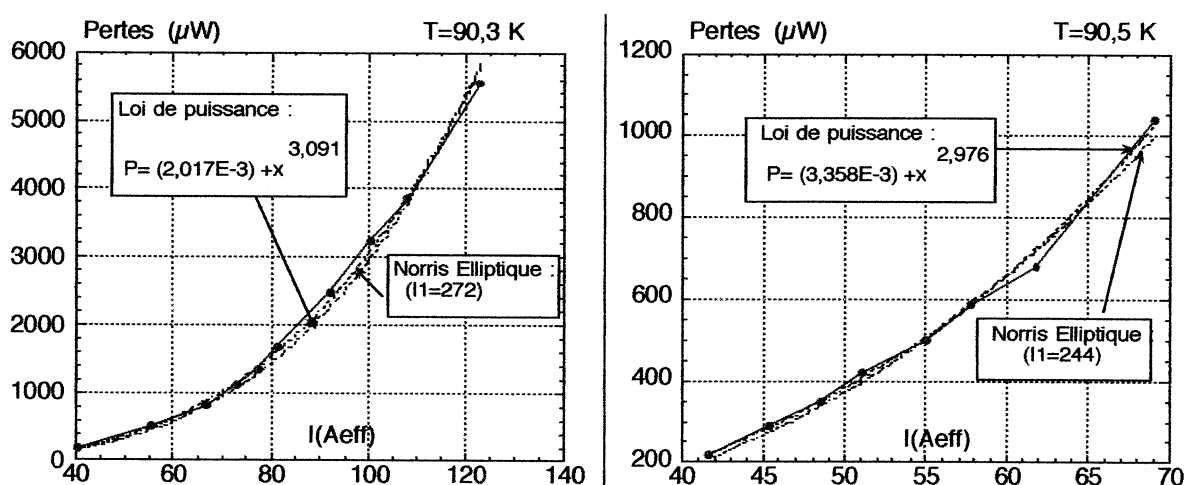
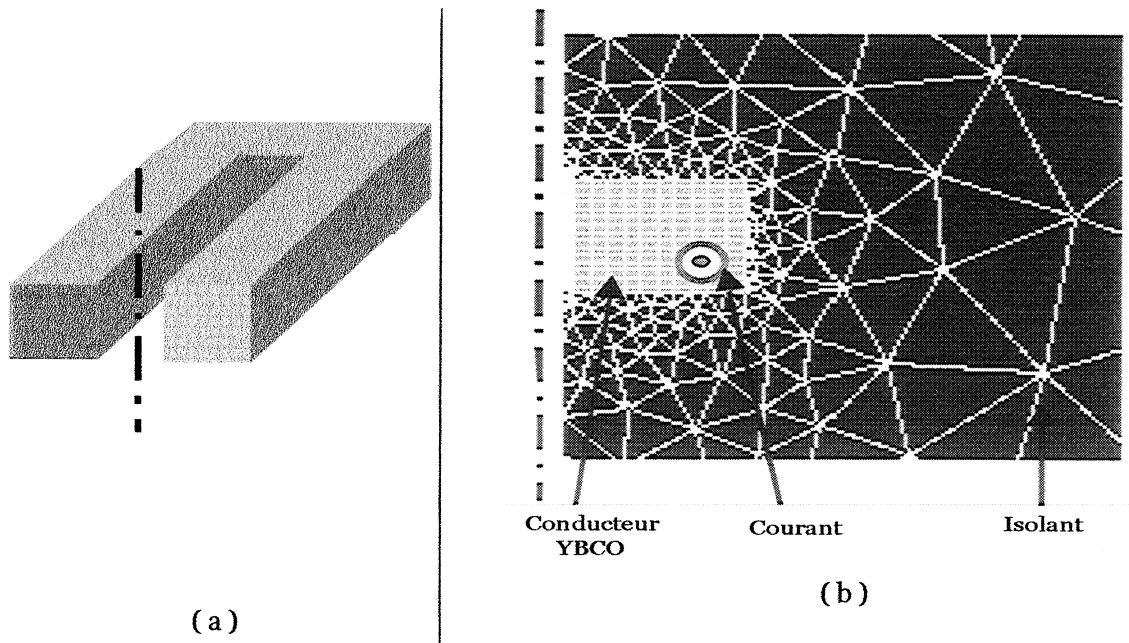


Figure 14 : Mesures de pertes réalisées sur un méandre YBCO texturé plan ab en fonction du courant circulant pour deux températures de bain. Les pertes évoluent en  $I^3$  ce qui est caractéristique d'un régime de pertes magnétiques.

## 3. Modélisation des pertes

Le méandre sur lequel ont été réalisées les mesures de pertes était constitué de deux languettes parallèles. Les symétries géométriques et les antisymétries électriques ont été prises en compte pour simplifier la résolution. Finalement, une seule languette a été modélisée (figure 15).



**Figure 15 :** Géométrie utilisée pour la modélisation des pertes dans un méandre constitué de 2 languettes. La symétrie géométrique et l'antisymétrie électrique permettent de simplifier la modélisation à réaliser (a). Maillage (Flux3D) utilisé pour modéliser les pertes du conducteur rectangulaire YBCO (b).

Les données physiques utilisées pour la modélisation sont celles mesurées expérimentalement :

Pour  $T = 90,5 \text{ K}$   $J_c = 35 \text{ A.mm}^{-2}$  ( $I_c = 145 \text{ A}$ )

Pour  $T = 90,3 \text{ K}$   $J_c = 39 \text{ A.mm}^{-2}$  ( $I_c = 162 \text{ A}$ )

$n = 10$

fréquence :  $f = 50 \text{ Hz}$  ;  $I = I_{\text{source}} \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t)$

**Résultats issus de la modélisation :**

$T = 90,5 \text{ K} ; J_c = 35 \text{ A.mm}^{-2}$		$T = 90,3 \text{ K} ; J_c = 39 \text{ A.mm}^{-2}$	
$I_{\text{source}} = 50 \text{ A}$	$P = 430 \mu\text{W}$	$I_{\text{source}} = 40 \text{ A}$	$P = 220 \mu\text{W}$
$I_{\text{source}} = 60 \text{ A}$	$P = 710 \mu\text{W}$	$I_{\text{source}} = 80 \text{ A}$	$P = 1400 \mu\text{W}$
$I_{\text{source}} = 68 \text{ A}$	$P = 970 \mu\text{W}$	$I_{\text{source}} = 120 \text{ A}$	$P = 4100 \mu\text{W}$

La figure 16 permet de vérifier que les résultats numériques sont assez proches de ceux mesurés au préalable. L'erreur obtenue peut tout à fait être imputable aux imprécisions du modèle ainsi qu'aux incertitudes de mesures.

L'outil de modélisation nous permet également d'observer la répartition volumique du champ magnétique et de la densité de courant (figure 17). Notons que la présence de deux conducteurs très proches l'un de l'autre influence largement la symétrie des grandeurs électromagnétiques.

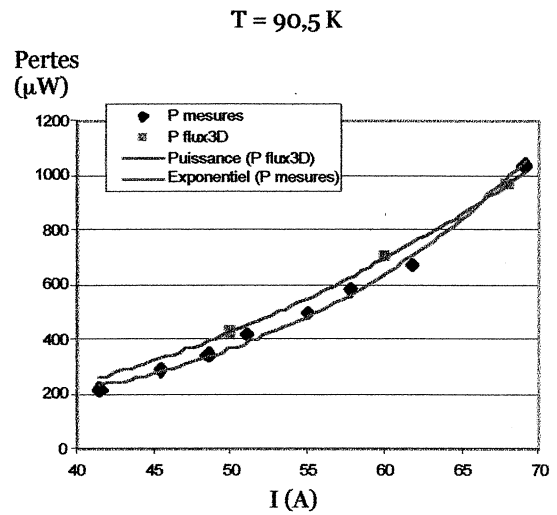
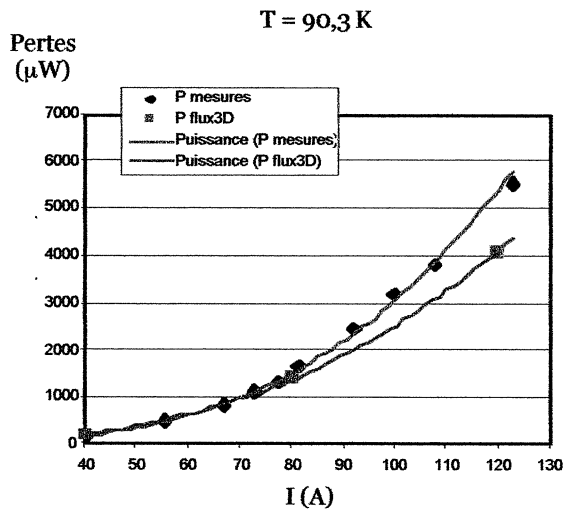


Figure 16 : Méandre YBCO plan ab à haute température. Comparaison entre les pertes issues des mesures et celles obtenues à partir du logiciel Flux. Afin de faciliter la lecture, les points obtenus sont "fités" par une loi de puissance.

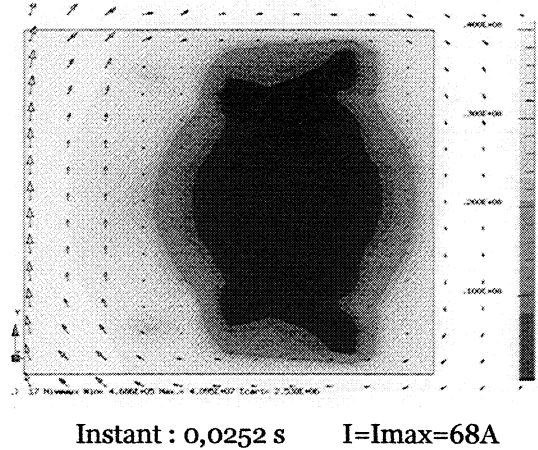
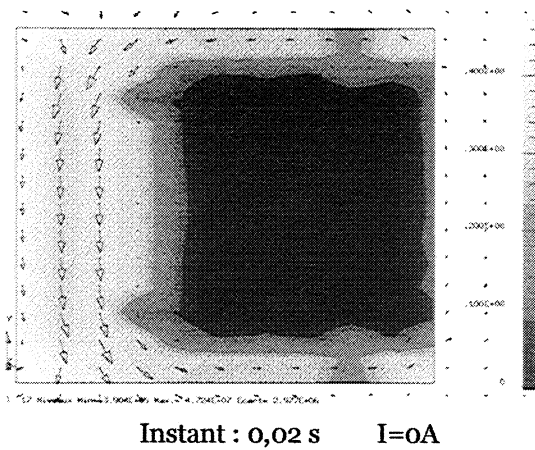


Figure 17 : Répartition volumique du courant et du champ magnétique à courant nul et à courant maximal. Le dégradé correspond à la densité de courant (foncé : J fortement négatif, clair:J fortement positif). Les flèches correspondent en direction et en amplitude à la valeur du champ magnétique.

## VI. Conclusion

La modélisation numérique a largement été utilisée au cours de cette thèse afin de décrire le comportement des matériaux supraconducteurs. Un modèle électrothermique a été construit et sa cohérence avec les mesures de limitation de courant a été vérifiée. Ce modèle a ensuite été utilisé pour étudier l'effet des hétérogénéités centimétriques sur les contraintes thermiques locales imposées au conducteur. Une étude de cette nature apparaît comme primordiale pour l'élaboration d'un dispositif de forte puissance. Ce modèle a également été inséré dans le logiciel Flux2D afin de réaliser une étude concernant la propagation d'un front de transition. Les résultats obtenus montrent que les pertes induites au voisinage du front n'ont que peu d'influence sur la propagation d'un front de transition. Bien que des résultats cohérents aient été obtenus dans le cas d'une géométrie simple, la modélisation d'un matériau dont la résistivité peut varier de plusieurs ordres de grandeur représente une grande difficulté. Enfin, des mesures de pertes d'origine magnétique sont comparées aux résultats obtenus à partir du module "supraconducteur" inséré dans le logiciel Flux3D. La géométrie en méandre semble influencer de façon significative sur la distribution des courants supraconducteurs et donc sur les pertes magnétiques du conducteur.

### Bibliographie :

- [1] CEDRAT Electrical Engineering ; 10,Chemin de Pré Carré – Zirst 38246 MEYLAN Cedex –France ; cedrat@cedrat.com ; <http://www.cedrat.com>
- [2] P.W.Anderson ; "Theory of Flux Creep in Hard Superconductors" ; Phys. Rev. Lett. ; Oct. 1, (1962), p309
- [3] D.Dew-Hughes ; "Model for flux creep in high Tc superconductors" ; Cryogenics (1988), Vol 28, Oct., p674
- [4] S.Sengupta, D.Shi, Z.Wang, M.E.Smith, P.J.McGinn ; "U-j relationship in type II superconductors" ; Phys.Rev.B, Vol 47 (1993), N°9, p5165
- [5] M.N.Wilson ; "Superconducting Magnets" ; Oxford University Press ; ISBN 0 - 19 - 854810 - 9
- [6] H.Kubota, Y.Kudo, M.Yamazaki, H.Yoshino, K.Inoue ; "Quench properties and Fault Current Limiters of YBCO Thin-Film Superconductors" ; Adv. in Supercond. X. Proceed. of the 10th International Symposium. Springer-Verlag Tokyo, Japan (1998) ; Vol.2, p.1251
- [7] S.B.Kim, A.Ishiyama, H.Okada, S.Nomura ; "Normal-zone propagation properties in Bi-2223/Ag superconducting multifilament tapes" ; Cryogenics 38 (1998) p823
- [8] M.Decroux, L.Antognazza, N.Musolino, E.de Chambrier, S.Reymond, J.M. Triscone, O.Fischer, W.Paul, M.Chen ; "Properties of YBCO films at high current densities : implications for a fault current limiter" ; IEEE Trans.Appl.Supercond. Vol11, N°11, pt2, Mars 2001, p2046
- [9] L.Dresner ; "Stability of Superconductors" ; Plenum Press, New York & London - 1995 ; ISBN 0-306-45030-5 ; p111
- [10] E.Vinot, G.Donnier-Valentin, P.Tixador, G.Meunier ; "AC losses in superconducting solenoids" ; IEEE Trans.Appl.Supercond., Vol.11, N°1, pt.2, March 2001, p.2635.
- [11] W.Norris ; "Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac : isolated conductors and edges of thin sheets" ; Journal of Physics D (Applied Physics). Vol.3, N°4, April 1970, p489





# Chapitre V

---

## Mécanismes dynamiques & Transition des matériaux supraconducteurs

Alors que l'état normal et l'état supraconducteur font l'objet d'une assez bonne description physique, la dynamique de la transition est largement moins bien connue. En effet, la transition est d'une part régie par un changement de phase spatialement localisé qui se propage au sein du matériau. D'autre part, cette transition est caractérisée par une modification locale importante des paramètres physiques  $T$ ,  $B$  et  $J$ . Cette modification va largement influencer le mécanisme d'emballement local mais aussi global (par exemple par propagation thermique ou magnétique au sein du matériau, ou pour des raisons de conservation du courant total dans la section du conducteur). Le problème est donc complexe et pluridisciplinaire. L'objectif de ce chapitre est de décrire certains des paramètres intervenant dans la transition des matériaux supraconducteurs massifs. Dans une première partie, les mécanismes de propagation thermique et magnétique sont rappelés pour les matériaux supraconducteurs HTc. Cette partie est constituée de résultats théoriques fondamentaux illustrés par des mesures issues de la littérature (résultats de thermique) ou réalisées au laboratoire. Suite à cela, certains phénomènes particuliers qui ont été observés sur nos échantillons sont détaillés. L'étude a été menée sur des conducteurs d'YBCO texturés et à haute température. Une description de la pénétration du courant entre l'argent et l'YBCO est en premier lieu réalisée. Ensuite, l'influence de la dynamique de courant de transport et des échanges thermiques sur la transition est analysée. Enfin certains comportements mal expliqués et obtenus sur des échantillons de grande section font l'objet du dernier paragraphe.

# I. Une transition - de multiples dynamiques

Outre le mécanisme d'emballlement thermiquement activé "Flux Creep" (Chapitre.I) qui est responsable de l'initiation de la transition, d'autres phénomènes physiques interviennent durant le passage de l'état supraconducteur vers l'état dissipatif puis l'état normal. Dans le cas des matériaux massifs, les problèmes de diffusion magnétique et thermique sont prépondérants.

## A. Emballlement électromagnétique

Le modèle de l'état critique (Chapitre I ; § I - B - 2) est un modèle statique. L'établissement de ce régime n'est pas instantané et suit un mécanisme diffusif. Ainsi, lorsqu'un champ magnétique bien supérieur à  $H_{c1}$  est appliqué à la surface d'un matériau supraconducteur, une durée est nécessaire pour que la répartition du champ magnétique atteigne celle du régime quasi stationnaire. L'objet de la première partie de ce paragraphe est de décrire le mécanisme de diffusion magnétique dans le cas simple où une induction magnétique est appliquée à la surface d'un supraconducteur.

Les grandeurs  $B$ ,  $E$  et  $J$  sont liées par les équations de Maxwell. L'étude de la pénétration d'un champ extérieur et du champ propre sont fondamentalement de même nature. Par contre, en champ propre, l'induction magnétique suit une géométrie cylindrique. L'objet de la seconde partie de ce paragraphe est de décrire la pénétration du champ magnétique dans cette configuration spécifique. Lorsqu'un défaut électrique intervient, les expériences menées montrent que le courant de transport s'élève très rapidement jusqu'à plusieurs fois le courant critique et ceci avant même que la limitation ne soit efficace. En première approximation, on peut poser que le courant de transport évolue linéairement avec le temps (avec une pente élevée) durant la transition. L'ensemble des descriptions proposées en champ propre est faite en considérant cette hypothèse.

L'objectif final est de mieux appréhender le mécanisme de diffusion magnétique, ceci afin de pouvoir décrire ses effets sur la réponse électrique d'un conducteur massif.

### 1. Diffusivité magnétique - Équation générale

À partir des équations de Maxwell, l'équation de diffusion magnétique suivante est établie :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - D_m \cdot \text{rot}(\text{rot } \vec{B}) + (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{J}_{\parallel} \quad (1)$$

$D_m = \rho / \mu_0$  : diffusivité magnétique du matériau

$J_{\parallel}$  : composante de  $J$  parallèle à l'induction magnétique locale

$\rho_{\parallel}$  et  $\rho_{\perp}$  : résistivité du supraconducteur parallèlement et perpendiculairement à l'induction magnétique locale.

Cette relation est obtenue par simplification d'une équation non linéaire plus complète décrite par E.H.Brandt [1].

L'obtention de cette expression simplifiée nécessite de poser les hypothèses suivantes :

-Le champ magnétique est important devant  $H_{c1}$ . À une échelle grande devant  $\lambda$ , la perméabilité magnétique moyenne du matériau devient alors égale à  $\mu_0$ .

-La résistivité du matériau est quasiment invariante au niveau spatial, (l'obtention de l'équation (1) nécessite de poser  $\text{rot}(\mathbf{E}) = \rho \cdot \text{rot}(\mathbf{J})$ ). Dans le cadre d'une étude analytique de la transition d'un supraconducteur, cette hypothèse est non valide et l'équation à utiliser fait intervenir un terme supplémentaire associé à la variation spatiale de la résistivité. En effet,  $\rho$  est dépendante de  $J$  dans les supraconducteurs. Dans le cas d'une étude numérique, cette hypothèse devient acceptable lorsque le pas de résolution spatial est choisi suffisamment fin (ce qui permet de supposer que la résistivité est très peu variable).

Le second terme de cette équation fait intervenir la composante de  $J$  parallèle à l'induction magnétique. On peut noter dès à présent que ce terme disparaît en champ propre.

Le temps caractéristique  $t_D$  mis par une onde magnétique pour parcourir une distance  $d$  est égal à :

$$t_D = d^2 / D_m = (d^2 \cdot \mu_0) / \rho \quad (2)$$

Le temps de diffusion de l'induction magnétique est donc inversement proportionnel à la résistivité du matériau.

#### Approche numérique

L'étude de la diffusion de l'induction magnétique lorsqu'un matériau supraconducteur est plongé dans un champ magnétique extérieur a fait l'objet de nombreuses études. D'un point de vue du modèle, la résistivité utilisée pour caractériser le mécanisme de diffusion magnétique suit, selon les auteurs, un modèle de Flux Flow ([2] -figure 1) ou de Flux Creep [3]. Quel que soit le modèle choisi, les modélisations numériques ainsi obtenues sont qualitativement cohérentes avec les expériences menées [4], [5].

Remarquons que le choix du modèle est a priori significatif car la plage sur laquelle peut varier la diffusivité magnétique est très importante. En effet, la résistivité du matériau varie au moins de quatre ordres de grandeurs entre le régime de Flux Creep et le régime de Flux Flow. Yamafuji et al. [6] proposent de tenir compte des différents régimes théoriques (TAFF, Flux Creep, Flux Flow) pour caractériser la pénétration magnétique en régime dynamique dans les supraconducteurs HTc (problème plan). La résolution proposée est analytique et se fonde sur une analyse en série de Fourier caractéristique des mécanismes diffusifs [7]. D'autres approches également très poussées permettent de caractériser la pénétration magnétique du champ propre en régime alternatif dans le cas de dynamiques élevées [8].

L'autre paramètre qui influence le régime de diffusion est l'induction magnétique de surface (en dynamique et en amplitude). La dynamique de l'induction magnétique de surface (condition aux limites) doit être prise en compte à partir du moment où elle est plus rapide que le mécanisme de diffusion magnétique. Par exemple, dans le cas des matériaux résistifs conventionnels, cette condition se traduit par la prise en compte de la diffusion magnétique pour les régimes de haute fréquence (effet de peau). Comme nous sommes dans le cas de supraconducteurs pour lesquels la résistivité est

initialement nulle, la diffusion est en théorie infiniment lente, au moins au début de chaque expérience. La répartition instantanée du champ magnétique est donc toujours dépendante de la dynamique de l'induction de surface. L'amplitude de l'induction de surface influence également la diffusion à partir du moment où  $I_c$  et donc la résistivité instantanée dépendent de l'amplitude de l'induction  $B$ . Par exemple, le cas représenté figure 1 correspond à l'application d'un échelon d'induction en supposant que  $J_c$  est indépendant de l'induction magnétique.

La signature en champ électrique du mécanisme de diffusion magnétique est donc directement lié à la loi  $E(J)$  du matériau, à l'évolution de l'induction magnétique de surface et aux dimensions du supraconducteur. Pour fixer les idées, dans le cas de nos matériaux et en tenant compte de la rapidité de notre dispositif expérimental, cette signature doit être du même ordre de grandeur que le seuil de  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$

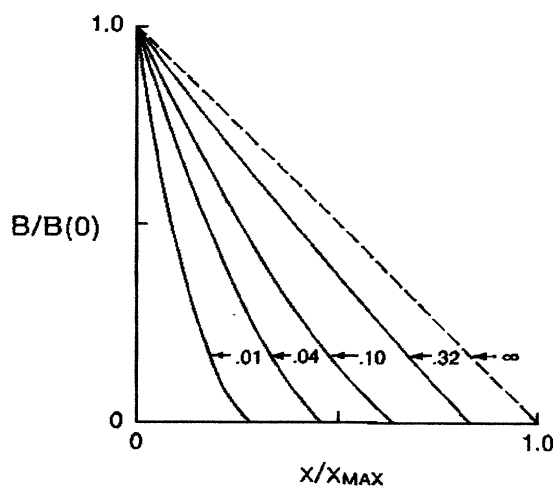


Figure 1 : Mécanisme de diffusion magnétique au sein d'un supraconducteur massif d'après C.P.Bean [2] dans le cas d'un régime de Flux Flow.

Profil de l'induction magnétique aux instants  $t/\tau = 0,01, 0,04, 0,1, 0,32$  lorsqu'une induction  $B(0)$  est brutalement appliquée à la surface ( $x = 0$ ) du matériau supraconducteur.

Hypothèses du calcul :

$$\rho_n = 1 \mu\Omega \cdot \text{m} ; B_{c2}(T=0) = 200 \text{ T}$$

Dans le cas des supraconducteurs HTc, l'auteur estime  $\tau$  à environ  $1 \mu\text{s}$ .

Remarque : ce modèle n'est pas le modèle de Bean statique qui ne tient pas compte de la diffusion magnétique.

## 2. Diffusion magnétique du champ propre et dissipation induite en régime variable

### Problématique associée à la pénétration du champ propre

Même dans le cas d'un matériau homogène et isotrope, le problème de la diffusion du champ magnétique propre (créé par le courant de transport circulant dans le supraconducteur massif) est théoriquement plus complexe. En effet, en champ propre, les vortex sont à priori annulaires. L'objectif de ce paragraphe est de décrire en quoi cette configuration influence la stabilité du réseau de vortex.

D'une part, d'un point de vue électromagnétique, le problème ne peut plus être traité comme un problème plan puisque la longueur des lignes de flux décroît avec la profondeur pénétrée.

D'autre part, l'équilibre thermodynamique des vortex peut varier dans la section d'un conducteur homogène. L'énergie libre qui gouverne la position d'un vortex est en effet du type [9] :

$$\mathcal{E}_L = \mathcal{E}_P + \mathcal{E}_F + \mathcal{E}_E \quad (3)$$

$\mathcal{E}_F$  : Représente le travail des forces motrices agissant sur chaque vortex.

Ce terme tient compte tout d'abord de la force de Lorentz appliquée au tube de flux. Dans ce cas, la force appliquée est directement proportionnelle à la longueur du vortex.

Ce terme tient également compte de la force de répulsion entre vortex lorsque la densité de ceux-ci est importante. L'existence du champ propre conduit finalement à une moins bonne stabilité des vortex situés à la périphérie du conducteur. Notons que pour une certaine induction (qui dépendra de la force d'ancrage) cette instabilité contribue à libérer les lignes de vortex par paquets et non plus individuellement [9].

$\mathcal{E}_P$  : Représente l'énergie potentielle de piégeage.

Cette énergie dépend de la nature du piégeage.

- Le piégeage intrinsèque (dû au gain énergétique obtenu lorsque le cœur du vortex est localisé dans un feuillet normal de la structure cristallographique) perd de son efficacité lorsque la température est supérieure à  $T^*_{YBCO} \approx 80$  K (dite température de cross over). Au-dessus de cette température, la modulation du paramètre d'ordre devient insuffisante (raison : augmentation de  $\xi_c$  lorsque la température se rapproche de  $T_c$ ) et les plans normaux ne constituent plus un site d'ancrage suffisamment favorable. Pour information, lorsque  $T$  est supérieur à  $T^*$ , le vortex est dans un régime nommé "quasi 3D" [10]. Ce piégeage n'est donc pas pris en considération car notre température d'emploi est proche de 90 K.

- Le piégeage dû aux défauts ponctuels (exemple : lacunes en oxygène) intervient dans le matériau YBCO à température élevée. Ce piégeage est isotrope et l'énergie potentielle de piégeage croît comme la racine carrée de la longueur  $L$  du vortex.

- Les défauts étendus (défauts cristallins, interface avec les inclusions  $Y_{211}$ ) jouent un rôle primordial dans le piégeage des vortex. Dans ce cas, l'énergie  $\mathcal{E}_P$  est proportionnelle à la longueur du vortex.

$\mathcal{E}_E$  : Représente l'énergie élastique de chaque vortex.

L'énergie linéique nommée "énergie de ligne" d'un vortex est constante ( $\propto \phi_0 \cdot H_{c1}$ ). Or, dans le régime de flux creep, toute ou une portion de chaque vortex saute de centre de piégeage en centre de piégeage. Il résulte de ce saut que la longueur totale  $L$  du vortex et par la même son énergie de ligne varient. La prise en compte de l'énergie élastique traduit le "coût" énergétique résultant de la variation de la longueur du vortex considéré. Dans le cas d'une distribution uniforme des centres de piégeage, l'énergie élastique ne dépend pas de la longueur du vortex.

La prise en compte de  $\mathcal{E}_F$ ,  $\mathcal{E}_P$  et  $\mathcal{E}_E$  nous permet d'aboutir à la conclusion suivante : La force linéique et déstabilisatrice appliquée à chaque vortex est égale ( $J_c(B)$ ) voir moins importante ( $J_c(B)$ ) au cœur du matériau qu'à sa périphérie. Dans le cas d'une distribution uniforme des sites d'ancrage, la force linéique de piégeage est par contre plus élevée au cœur (défauts ponctuels). Ces deux remarques poussent à penser que le réseau de vortex est plus stable au cœur du matériau.

Ce bilan ne prend cependant pas en compte l'agitation thermique induite par le déplacement des vortex. L'énergie ainsi générée contribue en effet à l'excitation du réseau cristallin et peut donner naissance à une instabilité de nature magnétothermique de type "flux jump" [11]. Cette instabilité est due au mécanisme suivant :

Si pour une raison quelconque (exemple : rupture des échanges thermiques), la température du supraconducteur augmente légèrement, sa densité de courant critique  $J_c$  diminue. Cette diminution de  $J_c$  contribue à la création de pertes (hystérétiques et résistives) qui, si elle sont suffisamment importantes, peuvent activer un mécanisme d'emballlement.

R.G.Mints [11] montre notamment que l'instabilité magnétothermique est d'autant plus probable que la pente de l'induction magnétique de surface est élevée.

#### Mécanisme de diffusion magnétique et dynamique du courant de transport

Le mécanisme de diffusion magnétique et les particularités de la pénétration du champ propre ayant été rappelés précédemment, ce paragraphe propose une description électromagnétique de la transition d'un matériau supraconducteur massif. Vu la complexité du mécanisme de transition, la description proposée reste ouverte à discussion.

Considérons le cas où le courant de transport total croît linéairement avec le temps avec une dynamique élevée. Le supraconducteur est d'épaisseur  $2 \cdot d$ . L'induction magnétique à la surface du matériau est donnée par la relation :

$$B_s = \alpha \cdot t \quad (4)$$

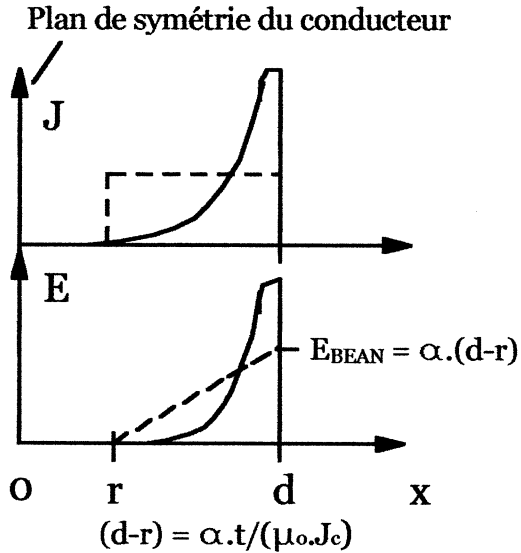
Le champ électrique  $E_m$  de pleine pénétration en tenant compte du modèle de Bean ( $J_c$  uniforme) est lui égal à :

$$E_m = \alpha \cdot d \quad (5)$$

Lorsque le courant circulant dans un supraconducteur croît très rapidement, c'est-à-dire lorsque  $\alpha$  est élevé, le courant reste transitoirement localisé à la périphérie du conducteur (figure 2). En effet, tant que la densité de courant locale reste trop faible, la résistivité et donc la diffusivité magnétique du matériau sont insuffisants pour que le modèle quasi statique de l'état critique soit atteint. Ainsi, dans un intervalle de temps  $\Delta t$ , l'accroissement de courant  $\Delta I$  n'est pas instantanément transmis au cœur du matériau comme dans le modèle de l'état critique. Il en résulte une accumulation des lignes de champ magnétique et des lignes de courant à la périphérie du matériau.

Cette concentration du courant à la périphérie ne peut perdurer si le courant de transport continue à croître. En effet, lorsque la densité de courant augmente, la résistivité du matériau croît de façon significative au voisinage de  $J_c$ . L'induction magnétique diffuse alors bien mieux au cœur du matériau. Finalement, un équilibre local est atteint (stabilisation de la valeur de  $J_c$  en périphérie) alors même que le matériau n'est pas totalement pénétré par l'induction magnétique (figure 2).

Cet effet est responsable de la génération d'un champ électrique plus important que celui décrit par le modèle statique de l'état critique ( $E > E_{\text{BEAN}}$ ).



**Figure 2** : Représentation du mécanisme de diffusion magnétique du champ propre en régime dynamique.

L'épaisseur du conducteur considéré vaut  $2 \cdot d$ .

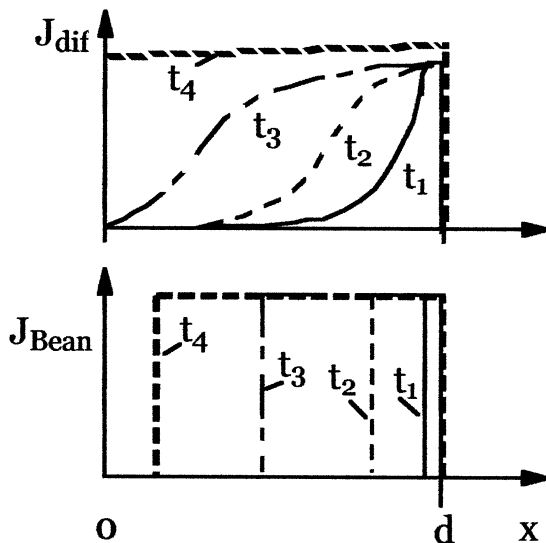
Distribution du courant et du champ électrique dans un échantillon massif lorsque la dynamique du courant de transport est élevée.

Le cas quasi statique décrit par le modèle de Bean est représenté en traits interrompus.

Le champ électrique, localisé à la surface du conducteur, est plus importantes que celui obtenu à partir du modèle de l'état critique.

Une fois que le mécanisme d'emballement est thermiquement activé, deux scénarios sont envisagés :

- **Scénario 1** : Dans un premier cas, si la diffusion est homogène dans la section du matériau, le mécanisme décrit précédemment se propage de façon continue au sein du matériau (figure 3). La zone caractérisée par des pertes importantes où l'induction magnétique diffuse facilement va s'élargir de façon continue [13]. Dans ce cas, les pertes résistives transitoires sont croissantes avec la pente  $\alpha$  de  $B_s(t)$ . D'après ce scénario, la pénétration magnétique totale du conducteur intervient pour un courant différent du courant  $J_c$  décrit par le modèle de l'état critique. Ce courant de pleine pénétration est directement dépendant de la pente  $\alpha$ .



**Figure 3 : Scénario 1** : Représentation du mécanisme de diffusion magnétique dans un conducteur de dimension  $2 \cdot d$  lorsque le courant de transport croît rapidement ( $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$ ).

Haut : modèle de diffusion continue [13].

Bas : modèle de Bean quasi statique

Hypothèse :  $J_c$  est uniforme et indépendant du champ ; problème plan.

Bilan : d'après ce scénario le courant pour lequel la pénétration magnétique totale est obtenue est différent du courant critique de pleine pénétration quasi statique. Le courant de pleine pénétration réel est croissant avec la pente  $\alpha$ .



- Scénario 2 : Le scénario précédent considère un mécanisme diffusif classique et ne tient compte ni de l'agitation thermique créé par le déplacement des vortex, ni des instabilités magnétothermiques éventuelles. Ces points justifient la possibilité suivant laquelle le réseau de vortex pourrait être suffisamment déstabilisé pour que le régime quasi statique (état critique) soit atteint bien plus rapidement que dans le cas du premier scénario.

Dans le cas d'un tel emballement, il est très difficile de conclure à priori quant à l'influence de la dynamique du courant sur le champ électrique au sein du matériau.

La contraction du courant en périphérie du conducteur induit une augmentation sensible des pertes en régime transitoire. Remarquons que ces pertes sont résistives (non dues à l'hystérésis magnétique) mais qu'elles n'interviennent qu'en régime variable. Elles seront ultérieurement nommées pertes résistives dynamiques. Ces pertes ont la même origine que les pertes par effet de peau obtenues en régimes variable dans les conducteurs conventionnels. Dans le cas des matériaux supraconducteurs, la forte non-linéarité de  $\rho(I)$  rend néanmoins difficile une résolution analytique du problème. Ces pertes ne sont pas à confondre avec les pertes d'origines magnétiques décrites dans le chapitre I, elles en découlent seulement.

#### Remarque vis-à-vis de la limitation de courant :

Dans le cadre de cette étude, et en tenant compte de nos conditions expérimentales, on peut affirmer que la diffusion magnétique pourra être caractérisée par un régime de Flux Creep mais jamais par un régime de Flux Flow. En prenant un échantillon de largeur 2 mm, tel que  $J_c = 25 \text{ A.mm}^{-2}$  et  $\rho_{FF} = \rho_n/4$ , on obtient un temps caractéristique  $t_p \approx 5.10^{-6} \text{ s}$ . Pour observer un mécanisme de diffusion magnétique dans un régime de Flux Flow, il faudrait donc imposer une pente de courant au moins égal à  $2.10^7 \text{ A.s}^{-1}$ . Or, même dans le cas de défaut franc sur un réseau de distribution électrique, une telle dynamique est très importante. À titre de comparaison, dans le cas du démonstrateur BYFAULT décrit dans le chapitre VI pour lequel un défaut franc est appliqué, le taux de variation de courant atteint  $1,4 \cdot 10^6 \text{ A.s}^{-1}$ .

#### Résultats expérimentaux antérieurs concernant la mesure des pertes résistives dynamiques :

Rappelons que les pertes résistives dynamiques ont déjà été observées sur des barreaux d'YBCO obtenus par fusion de zone et à 77 K [12]. L'amplitude des signaux mesurés était voisine du champ électrique quasi stationnaire  $E_m$ . Notons que dans le cadre de ces mesures, les échantillons étaient de forte section et les dynamiques imposées étaient très importantes ( $2.10^6 \text{ A.s}^{-1}$ ). Il a alors été mis en évidence que le régime de diffusion était bien un régime de Flux Creep. Il a été observé que le niveau de pertes mesurées est une fonction croissante de la pente du courant de transport.

D'autres travaux ont mis en avant l'influence de la relaxation magnétique sur la caractéristique  $E(J)$  [13]. Les résultats donnés concernent des fils de type OPIT  $\text{Bi}_{2223}$  mono ou multi filamentaires entourés d'une matrice d'argent. Pour de faibles dynamiques de courant ( $< 2 \text{ A.s}^{-1}$ ), le champ électrique mesuré est croissant avec la pente  $\beta$  du courant de transport  $I(t)$ . À même courant, l'écart de champ électrique

mesuré lorsque  $\beta$  varie est significatif et atteint des niveaux voisins de  $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ . L'intervalle de temps durant lequel le phénomène est observé me semble néanmoins trop long pour n'être expliqué que par la diffusion des lignes de champ magnétique au sein du supraconducteur : une rapide application numérique permet en effet d'estimer l'ordre de grandeur du temps caractéristique de diffusion magnétique  $t_p$ . En tenant compte des caractéristiques du conducteur mono filamentaire, ce temps  $t_p$  reste toujours inférieur à 100 ms, temps bien inférieur au temps caractéristique de l'expérience. Les auteurs proposent un développement mathématique intéressant permettant de justifier ces résultats expérimentaux. Je suis d'accord avec l'analyse mathématique (j'y ai fait référence précédemment), les résultats semblent convaincants au premier abord, mais les auteurs semblent avoir sans raison apparente multiplié par plus de 100 la densité de courant critique de leur matériau [14] ...

En régime permanent alternatif et pour des courants nettement inférieurs à  $I_{c_{\mu\text{V}/\text{cm}}}$ , des études expérimentales [15] et numériques [16] ont montré que la faible diffusivité des matériaux supraconducteurs HTc est responsable d'une majoration des pertes par cycle.

#### Mesures expérimentales réalisées durant cette thèse :

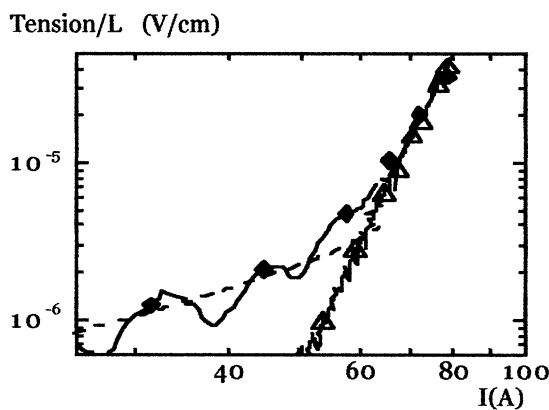
Nous avons cherché à observer ces différents régimes de pertes sur le matériau YBCO texturé. Comparons l'évolution de la caractéristique  $E(I)$  d'un échantillon YBCO texturé de section  $2,2 * 1,6 \text{ mm}^2$ , à température élevée et pour deux rampes de courant de pentes  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le champ électrique de régime quasi stationnaire vaut alors respectivement  $0,15 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  et  $3 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Si des pertes dues à la pénétration magnétique sont observées, ce sera donc a priori pour des champs électriques voisins de ces deux valeurs. En effet, si les pertes résistives dynamiques étaient très importantes, le flux magnétique diffuserait rapidement et ces pertes disparaîtraient rapidement d'elles même. Seules les pertes liées à l'hystérésis magnétique seraient alors mesurées. En pratique de tels niveaux sont difficiles à mesurer et les signaux restent bruités (origines : perturbations rayonnées et ondulation résiduelle de la source de courant pour les dynamiques élevées). Une différence évidente est néanmoins observée pour des champs électriques inférieurs au champ quasi stationnaire  $E_m$  (équation 5). Afin de déterminer si les pertes mesurées sont uniquement dues à l'hystérésis magnétique ou si la diffusion magnétique peut être observée, il est possible de comparer la caractéristique  $E(I)$  mesurée avec la caractéristique théorique issue du modèle de l'état critique.

En utilisant le modèle de Bean, les équations de Maxwell et en considérant le cas d'une première aimantation d'un conducteur cylindrique, on obtient l'évolution du champ électrique de surface  $E_s$  suivante :

$$E_s = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{di(t)}{dt} \cdot \ln\left(\frac{I_c}{I_c - i(t)}\right) \quad (6)$$

Dans le cas où seules les pertes magnétiques sont prépondérantes et lorsque le courant est linéaire en fonction du temps, la caractéristique  $E(I)$  est donc logarithmique. Dans le cas des mesures représentées figure 4, le champ électrique additionnel ( $E_{2000 \text{ A/s}}(I) - E_{100 \text{ A/s}}(I)$ ) suit approximativement une loi logarithmique (trait interrompu). La valeur de  $I_{c_F}$  permettant d'ajuster la relation (6) aux

tracés expérimentaux est égale à 75 A. On peut remarquer que  $I_{cF}$  est élevée ( $E(I_{cF}) : 25 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) et bien supérieur à  $I_{c1\mu\text{V}/\text{cm}}$ . Il est possible que le comportement observé soit dû à la très faible diffusivité magnétique et aux pertes résistives dynamiques décrites précédemment (cf. conclusions du Scénario 1). Des éléments permettant de conclure manquent encore à ce jour.



**Figure 4 :** Évolution du champ électrique moyen lorsqu'une rampe de courant est appliquée. Mesures réalisées sur un échantillon d'YBCO mono domaine à 90,5 K section :  $2,2 \times 1,6 \text{ mm}^2$

$\Delta$  : Consigne de courant linéaire en fonction du temps et de pente  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$   
 $\blacklozenge$  : Consigne de courant linéaire en fonction du temps et de pente  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$   
 - - : Pertes magnétiques estimées à partir de la relation ( 2 ) pour une rampe de  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  et pour  $I_c = 75 \text{ A}$ .

## B. Emballage thermique

Durant la transition du matériau supraconducteur, les pertes joules sont importantes. Afin de mieux appréhender le problème thermique une rapide description des échanges de chaleur dans l'azote liquide est nécessaire. Sur ce point, de grandes précautions doivent être prises car la plupart des données fournies sont issues de la littérature et n'ont donc pas été obtenues sur nos échantillons. Or les échanges de chaleurs varient largement selon la nature du matériau étudié, son état de surface et selon ses dimensions. Suite à cela, une réflexion sur l'implication de ces échanges thermiques sur l'utilisation de conducteurs massifs est proposée.

### 1. Échanges thermiques avec l'azote liquide - régime statique

Soit un matériau plongé dans un bain d'azote liquide. En augmentant lentement la puissance fournie au matériau, il est possible de déterminer l'évolution statique des échanges thermiques en fonction de l'échauffement du matériau (exemples de procédés pour des matériaux résistifs [17] ou supraconducteurs [18]). Les régimes de transfert thermique successivement rencontrés sont un régime de convection naturelle, un régime d'ébullition nucléée caractérisé par une nette amélioration des échanges, un régime d'ébullition instable et enfin un régime de caléfaction. Durant le régime de caléfaction, un film de vapeur recouvre entièrement le matériau et les échanges thermiques sont nettement détériorés (figure 5). Durant la caléfaction, les bulles qui s'échappent de la surface échauffée sont de grande taille par rapport à celles du régime d'ébullition nucléée [17]. Les mesures obtenues sur matériaux supraconducteurs concernent les références [18], [19], [20].

### Quelques ordres de grandeurs pour l'azote liquide :

Les échanges thermiques durant le régime de convection dépendent très largement de l'état de surface du matériau. Le coefficient d'échange varie entre  $0,15 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$  [21] pour une surface bien polie et  $1,3 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$  [18] lorsque la porosité est élevée (1 à  $30 \mu\text{m}$ ). Les mesures d'échanges thermiques réalisées par D.Isfort durant sa thèse sur le matériau YBCO texturé et poli à quelques micromètres [22] sont cohérentes avec ces grandeurs (valeur mesurée :  $0,5 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ).

L'ébullition nucléée est caractérisée par une loi de type :  $\Delta T = A.q^m$  [23] mais les coefficients varient largement en fonction de la nature des échantillons. Les mesures obtenues sur des conducteurs YBCO texturés désoxygénés (réalisées au CRETA) permettent d'estimer ces coefficients à  $77 \text{ K}$  :  $A \approx 0,13$  ;  $m \approx 0,6$  (Unité SI) [22]. On peut également décrire le point A (figure 5) pour lequel les échanges thermiques se dégradent : Le flux de chaleur maximal  $q_{\text{max}}$  atteint  $12 \text{ W.cm}^{-2}$  [18] à  $25 \text{ W.cm}^{-2}$  [19] pour les matériaux supraconducteurs et ceci pour une élévation de température  $\Delta T_{\text{max}}$  variant de 10 à 20 K. Ces grandeurs sont similaires aux mesures classiques réalisées sur des métaux [17] [24].

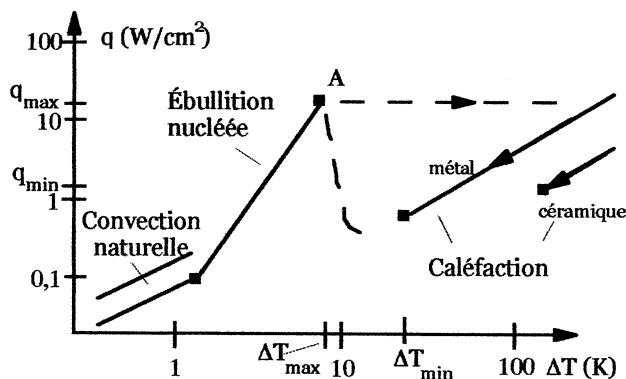
Vis-à-vis de la caléfaction et lors du refroidissement, le matériau supraconducteur possède le comportement caractéristique d'une céramique ( $q_{\text{min}}$  : de 2,2 à  $3,6 \text{ W.cm}^{-2}$  ;  $\Delta T_{\text{min}}$  : de 100 à 140 K ; [20]). La valeur élevée de  $\Delta T_{\text{min}}$  montre que le transfert thermique durant la récupération du matériau ne peut pas être modélisée par un régime de caléfaction.

### Influence de la pression :

Lorsque la pression du liquide augmente, l'ébullition nucléée apparaît plus tôt [20] et les grandeurs  $q_{\text{max}}$  et  $\Delta T_{\text{max}}$  croissent significativement : Entre  $0,1 \text{ MPa}$  et  $0,4 \text{ MPa}$ , les valeurs du couple ( $q_{\text{max}} = 12 \text{ W.cm}^{-2}$ ,  $\Delta T_{\text{max}} = 13 \text{ K}$ ) sont approximativement multipliés par 2 ([18], [19]).

### Influence de la porosité :

Les échanges thermiques maximaux ( $q_{\text{max}}$ ) durant le régime d'ébullition nucléée sont largement dégradés par la porosité du matériau. Ce point est justifié par la stagnation de certaines bulles dans les pores du matériau [20].



**Figure 5** : Caractéristique statique des échanges thermiques dans l'azote liquide

## 2. Échanges thermiques avec l'azote liquide - régime dynamique

L'objectif de ce paragraphe est de quantifier l'impact éventuel des échanges thermiques sur la caractéristique  $E(J)$  d'un matériau supraconducteur. Les informations fournies dans le paragraphe précédent sont utiles pour l'analyse du comportement du conducteur en régime assigné et durant la récupération thermique. Par contre, ces données ne peuvent être utilisées durant la transition du matériau supraconducteur car l'échauffement du matériau y est très rapide.

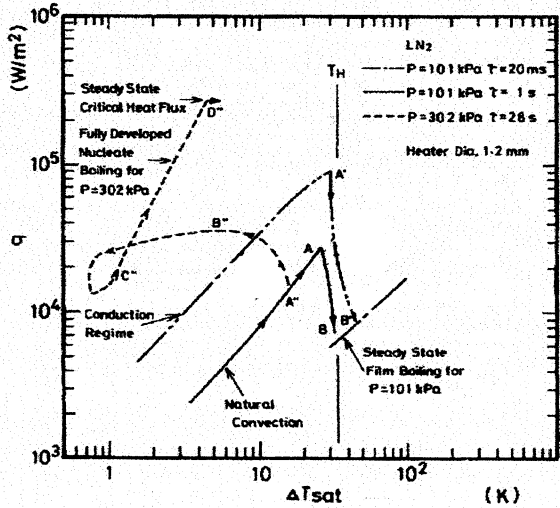
Lorsque la température d'un matériau s'élève rapidement, le régime de convection qui provient du mouvement naturel du liquide n'a pas le temps de s'établir. Dans l'azote liquide, le temps caractéristique nécessaire à l'établissement du régime de convection est en effet assez long (50 ms pour un flux de  $10 \text{ W.cm}^{-2}$  ; 1 s pour un flux de  $1 \text{ W.cm}^{-2}$ ) [25]. À la place de ce régime de convection, les échanges thermiques sont régis par un mécanisme de conduction thermique (figure 6 - [24]). Lorsque la dynamique de l'échauffement du matériau est encore modérée (figure 6 : Courbe  $P = 302 \text{ kPa}$ ,  $\tau = 28 \text{ s}$  \*), un régime d'ébullition nucléée peut lui succéder avec éventuellement un échauffement transitoire  $\Delta T$  supérieur à  $\Delta T_{\text{max}}$ . Par contre, lorsque l'élévation de température est relativement rapide, les échanges passent directement et violemment d'un régime de conduction à un régime de caléfaction ("explosive boiling"). Cette transition intervient lorsque la limite thermodynamique de surchauffe du liquide  $T_H$  ("kinetic limit of superheating") est atteinte [27]. Dans l'azote liquide,  $\Delta T_H$  vaut approximativement  $33,2 \text{ K}$  ( $T_H \approx 110,6 \text{ K}$ ) et dépend peu du matériau (mouillage), de son état de surface [26], et de la pression du liquide [24]. Durant le régime de conduction, on remarque que les échanges thermiques sont d'autant meilleurs que la dynamique de l'échauffement du solide est élevée (figure 7 - influence de la constante de temps  $\tau$ ).

Afin de savoir si la seule rupture des échanges thermiques peut être responsable d'une modification de la réponse électrique du matériau supraconducteur, une étude détaillée en annexe ('Conduction thermique en régime transitoire') a été réalisée. Celle-ci se base sur la modélisation analytique des échanges conductifs dans l'azote liquide. La caractéristique électrique du matériau supraconducteur est modélisée par une loi de puissance. Le conducteur est étudié dans le cas d'un essai de limitation à 50 Hz (hypothèse : le courant s'élève à approximativement  $3 * I_c$  en 1 ms). Le modèle utilisé est très simplifié puisqu'il suppose que la température du matériau est homogène dans la section du matériau.

Les résultats issus de la littérature prévoient (figure 7) que les échanges thermiques sont nettement améliorés lorsque la dynamique de la quantité de chaleur fournie au matériau est élevée. Ceci est qualitativement vérifié grâce aux modélisations menées. Notre modélisation nous montre en effet que la puissance surfacique évacuée  $Q$  évolue très rapidement durant la phase de transition. Par contre,  $Q$  n'évolue que modérément lorsque l'état normal du matériau est atteint (figure 8).

---

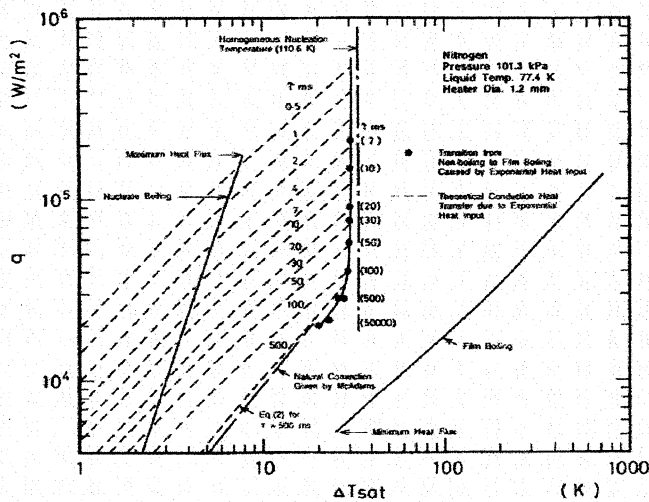
\* Note : Les références [24] et [27] décrivent également l'effet de la pression sur la modification de la nature des échanges thermiques en régime dynamique. Un effet est observé mais le mécanisme reste qualitativement le même et quantitativement peu différent entre 0,1 MPa et 0,3 MPa.



**Figure 6 :** Évolution des échanges thermiques dans l'azote liquide en régime dynamique obtenus par Sakurai et al. [24] sur un tube de platine. La quantité de chaleur introduite dans le conducteur suit une loi du type :

$$Q = Q_0 \cdot e^{t/\tau}$$

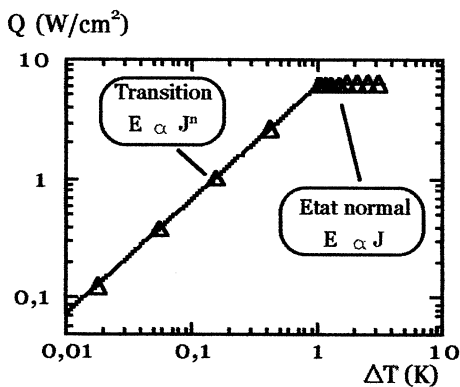
Lorsque le chauffage est rapide ( $\tau < 1$  s), les échanges thermiques passent directement d'un régime de conduction à un régime de caléfaction.



**Figure 7 :** Influence de la dynamique de l'échauffement sur les échanges thermiques. Courbes obtenues par Sakurai et al. [27] sur un tube de platine.

La quantité d'énergie introduite dans le conducteur suit une loi :

$$Q = Q_0 \cdot e^{t/\tau}$$



**Figure 8 :** Évolution des échanges thermiques conductifs en fonction de l'échauffement d'un matériau durant un essai de limitation.

Le modèle électrique est successivement un modèle en loi de puissance ( $n=11$ ) puis un modèle résistif (YBCO dans son état normal).

( $J_c : 30 \text{ A/mm}^2$  ;  $\rho_n : 1,6 \text{ } \Omega \cdot \text{m}$ )

Rampe de  $J(t) : 3 \cdot J_c$  en 1 ms.

La transition reste cependant très rapide et il est possible d'affirmer qu'aucun régime de convection ni d'ébullition nucléée n'intervient avant que la température  $T_H$  ne soit atteinte. Le conducteur doit donc directement passer d'un régime de conduction à un régime d'ébullition instable.

En régime dynamique il est donc probable que la rupture des échanges thermiques n'intervient que lorsque le matériau s'est échauffé au dessus de  $T_H$  et donc bien au dessus de  $T_c$ . Cette étude suppose que la température et la transition sont homogènes dans la section du supraconducteur. La faible

diffusivité thermique du matériau YBCO n'est pas prise en compte. Une étude plus complète utilisant un outil de modélisation numérique et tenant compte des caractéristiques thermiques du supraconducteur sera proposée ultérieurement (§ IV).

### 3. Distribution thermique au sein d'un conducteur massif

Le mécanisme d'emballlement thermique peut être résumé de la façon suivante. Les pertes résistives engendrent une élévation locale de la température du matériau. Il en résulte une diminution de la densité de courant critique. Si  $J_c$  ne chute pas suffisamment (principalement grâce à la redistribution du courant dans le cas où la transition est localisée - cas d'un shunt électrique local comme sur les conducteurs films minces) et si l'évacuation de la chaleur est insuffisante, le rapport  $I/I_c$  et les pertes Joule augmentent. L'emballlement thermique est activé.

L'évacuation de la chaleur se fait d'une part par diffusion dans le matériau puis par échange avec le fluide cryogénique. La diffusivité thermique est obtenue à partir de l'équation de la chaleur appliquée à une portion de conducteur. Cette grandeur vaut  $D_{Th} = k / c_p$  où  $k$  représente la conductivité thermique du matériau et  $c_p$  sa capacité calorifique. À la différence de la diffusivité magnétique, cette grandeur est quasiment constante dans le cadre de nos essais.

$$D_{Th}^{ab} (T=90\text{ K}) \approx 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1} ; D_{Th}^c (T=90\text{ K}) \approx 2.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$$

Dans le cas d'un problème unidimensionnel, le temps caractéristique  $t_D$  mis par un front thermique pour parcourir une distance  $d$  est égal à:  $t_D = d^2 / D_{Th}$ . Le temps caractéristique de diffusion suivant les plans ab pour parcourir une distance de 1 mm vaut donc approximativement 100 ms.

Nous avons déjà vu dans le chapitre IV que le mécanisme de diffusion thermique est prépondérant vis-à-vis de la propagation d'un front de transition dans la direction longitudinale du conducteur. L'objectif de ce paragraphe est de montrer que le mécanisme de diffusion thermique a également une grande influence suivant la section d'un conducteur massif.

#### Influence de la diffusion thermique sur le régime de perte :

Dans le cas d'un régime assigné sinusoïdal ( $Im.\sin(\omega t)$ ), le conducteur est siège de pertes magnétiques (pertes A.C.) et résistives. Or le matériau YBCO possède une faible conductivité thermique. Le transfert de ces pertes au fluide cryogénique peut donc être problématique puisqu'il est responsable d'un gradient thermique au sein du conducteur. Deux cas de figures sont considérés :

- Si  $Im$  est très inférieur au courant critique du conducteur, les pertes majoritaires sont d'origine magnétiques et très faibles. Dans ce cas, le gradient thermique au sein du conducteur est modéré et n'influence que faiblement le niveau de perte [28].
- Si  $Im$  et  $I_c$  sont voisins, les pertes résistives et magnétiques doivent être prises en compte. Ce cas de figure nous intéresse directement. En effet dans le cas de l'YBCO texturé utilisé à haute température, la transition est relativement douce. Or la limitation du courant doit être efficace pour des courants valant 1,5 fois le courant assigné (Chapitre I - cas du poste de Mazarredo). Il est donc nécessaire que le courant assigné soit proche de  $I_c$ .

Afin de donner quelques ordres de grandeurs, réalisons une petite application numérique à partir d'un modèle simple. Considérons le cas d'un échantillon plan ab de section  $S = 2 * 2 \text{ mm}^2 = e_2$ . À la température de 90,5 K, la densité de courant critique du conducteur vaut  $30 \text{ A.mm}^{-2}$  et le paramètre n de la loi de puissance est voisin de 9. Pour  $I_m$  égal à  $I_c$  et à une fréquence f de 50 Hz, l'ordre de grandeur du gradient thermique dû aux pertes peut être estimé :

- Les pertes magnétiques volumiques en régime permanent, dans le cas d'un conducteur cylindrique, pour  $I_m = I_c$ , et en considérant le modèle de Bean sont données par la relation :

$$P_m = (\mu_0 \cdot I_c^2 \cdot f) / 2 \cdot \pi \cdot S \approx 3,6 \text{ mW.cm}^{-3} \quad (7)$$

- Les pertes résistives volumiques peuvent être estimées en supposant que la caractéristique  $E(J)$  du conducteur suit une loi de puissance. Pour  $I_m = I_c$ , les pertes volumiques en régime sinusoïdal sont finalement données par la relation :

$$P_r = \frac{2 \cdot E_0 \cdot J_c}{\pi} \cdot \int_0^{\pi/2} (\sin x)^{n+1} \cdot dx \approx 0,8 \text{ mW.cm}^{-3} \quad (8)$$

Dans ce cas de figure, les pertes volumiques s'élèvent donc approximativement à  $4,4 \text{ mW.cm}^{-3}$ . En supposant que la chaleur est majoritairement évacuée suivant les plans ab, car la conductivité thermique y est meilleure, on obtient une puissance surfacique à évacuer de  $0,4 \text{ mW.cm}^{-2}$ . Pour un régime de transfert thermique de convection ( $h = 0,2 \text{ W.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ), on obtient un échauffement de surface de 2 mK. En supposant d'autre part que l'énergie est générée uniformément dans la section du conducteur, il est possible (figure 9) d'obtenir la valeur du gradient thermique entre le cœur et la surface du matériau :

$$\Delta T = (e^2 \cdot (P_r + P_m)) / (2 \cdot \sigma_{Th}) \approx 22 \text{ mK} \quad (9)$$

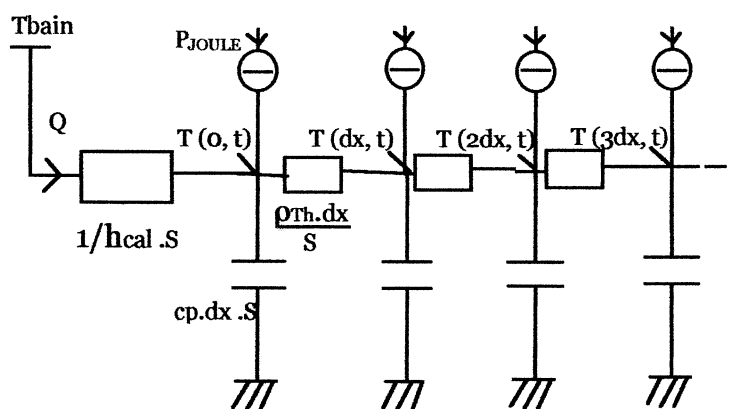
Cette élévation de température peut sembler faible, mais elle engendre une augmentation des pertes réelles. Sachant que  $J_c$  décroît en fonction de la température ( $-30 \text{ A.mm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ), le courant critique chute de 2,5 % au cœur du matériau. Une telle variation de courant critique est responsable d'une majoration respective de 15 % et 25 % des pertes magnétiques et résistives au cœur du conducteur. Il est évident que le calcul réalisé est très approximatif puisqu'il ne tient pas compte de la redistribution éventuelle du courant dans la section. Une résolution numérique récursive [29] ou analytique approchée (comme celle proposée par Cheng et al. [28]) serait nécessaire afin de quantifier le gradient réel en régime permanent. Lorsque la température d'emploi est proche de  $T_c$ , on peut néanmoins affirmer que ce gradient est important et peut éventuellement engendrer une instabilité thermique du conducteur. Expérimentalement, nous avons effectivement observé une croissance anormale des pertes au voisinage de  $I_c$  [35] pour une température d'emploi proche de  $T_c$ .

#### Influence de la diffusion thermique sur le régime de récupération du conducteur :

Après limitation du courant et isolation électrique, le supraconducteur doit retrouver son état non dissipatif. Le refroidissement du conducteur à une température bien inférieure à  $T_c$  est donc nécessaire. Le matériau supraconducteur ayant une faible conductivité thermique, le refroidissement principal est obtenu à partir des échanges thermiques latéraux et non le long du conducteur. Plusieurs approches sont envisageables pour traiter ce problème. Je choisis de raisonner par analogie électrique (figure 9). Une résistance thermique de contact existe entre le fluide cryogénique et la surface de notre

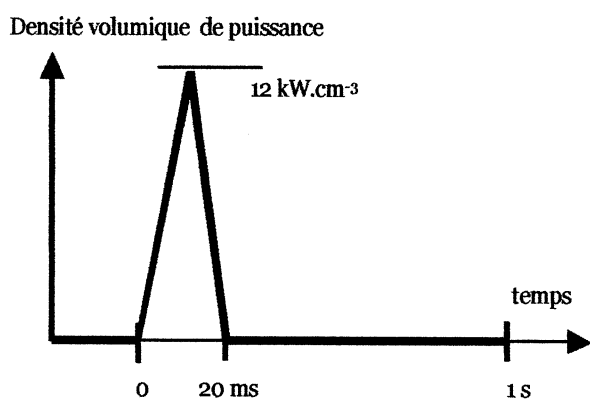


conducteur. Le matériau est représenté par une succession d'éléments résistifs (conduction thermique) et capacitifs (capacité calorifique du matériau). Durant la récupération, l'impédance thermique de contact est élevée ( $\Delta T$  initial supérieur à 100 K). Malgré cela, une forte différence entre la température du bain et la température de surface provoque l'extraction d'une puissance surfacique  $Q$  relativement élevée (au moins quelques  $W.cm^{-2}$ ). Un tel flux de puissance  $Q$  ne peut être instantanément et uniformément absorbé par le matériau car celui-ci étant caractérisé par une mauvaise diffusivité thermique. Ainsi, au début du processus, la température de la surface du conducteur chute car les échanges thermiques avec le liquide sont conséquents. La température du cœur reste quant à elle quasiment constante. Il résulte un gradient thermique important entre la surface et le cœur du matériau. L'utilisation d'une modélisation numérique permet d'étudier le comportement d'un supraconducteur massif anisotrope durant la phase de refroidissement (figure 10, figure 11). Ce gradient est non sans conséquences sur les contraintes mécaniques imposées au conducteur (cf. Chapitre VI).



**Figure 9 :** Schéma électrique équivalent du problème thermique (hypothèse 1D).

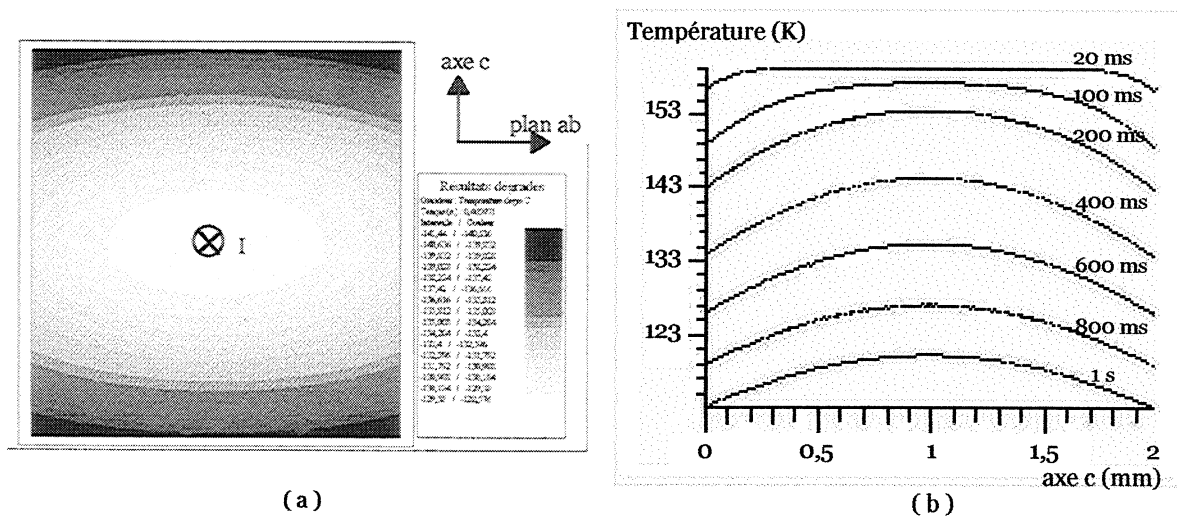
$P_{JOULE}$  est prise en compte pour l'étude du gradient thermique en régime assigné (pertes)  
 $P_{JOULE}$  est nulle pour l'étude de la récupération thermique.



**Figure 10 :** Le logiciel d'éléments finis Flux 2D est utilisé pour décrire le comportement du matériau durant son refroidissement. Évolution temporelle de la densité volumique de puissance générée au sein du conducteur. Par soucis de simplification la consigne imposée est linéaire par morceaux. L'échauffement du matériau au bout de 20 ms atteint 70 K (énergie fournie égale à  $120 J.cm^{-3}$ ).

Une valeur moyenne des échanges thermiques a été estimée à partir des mesures de temps de récupération réalisées sur nos échantillons (Tableau 1). Le temps de récupération est obtenu en mesurant la durée minimale permettant la récupération de l'état supraconducteur après isolation électrique. La valeur calculée n'est qu'une moyenne des échanges thermiques et est d'autant plus importante que la température maximale du conducteur est grande. Remarquons que les valeurs d'échanges thermiques obtenues durant la récupération du conducteur sont relativement importantes (7 à 8  $W.cm^{-2}$ ) par rapport aux échanges statiques observés dans l'azote liquide. Ceci peut être justifié

de deux manières. D'une part, l'échauffement créé est tel que le régime de transfert de chaleur est intermédiaire entre un régime de caléfaction et un régime d'ébullition nucléée. Les échanges thermiques dans ce régime dépendent largement du solide utilisé, de son état de surface et restent mal connus dans le cas de nos échantillons. D'autre part il est possible que le gradient thermique interne dans la section du matériau (figure 11) soit responsable d'une nette amélioration de l'échange de chaleur avec l'azote liquide. En effet, la température à la surface du supraconducteur est bien inférieure à la température moyenne du matériau. La différence de température entre la surface du matériau et l'azote liquide est donc faible. Un régime d'ébullition nucléée (figure 5) peut donc apparaître alors même que la température du cœur du conducteur est de plusieurs dizaines de degrés supérieure à celle du fluide cryogénique. Pour justifier cela je rappellerais que cet effet est connu et utilisé pour améliorer le refroidissement de dispositifs dans l'azote liquide. Dans ce cas, le fait de recouvrir un matériau métallique d'une fine couche d'isolant thermique permet de diminuer la différence de température  $\Delta T$  entre le liquide et la surface solide et ainsi de minimiser le temps de refroidissement [30].



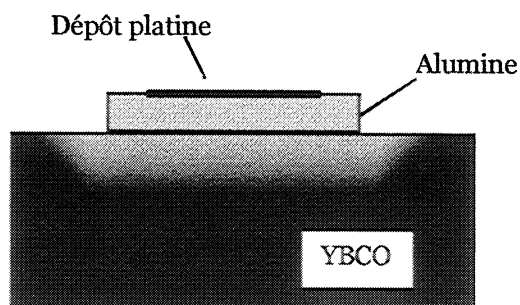
**Figure 11 :** Modélisation de la récupération thermique d'un conducteur massif. Profil de température dans la section du conducteur après 400 ms lorsque le flux de puissance échangée est fixé à seulement  $0,7 \text{ W.cm}^{-2}$  (a). La température à l'instant 20 ms est quasi uniformément égale à 160 K. Évolution du profil de température suivant l'axe c aux instants 20 ms, 100 ms, 200 ms, 400 ms, 600 ms, 800 ms, 1 s. Malgré le faible flux de chaleur transféré, le gradient thermique suivant l'axe c s'élève à plus de 10 K. On vérifie également que l'hypothèse adiabatique est acceptable pour des défauts de faible durée : à  $t = 20 \text{ ms}$ , le gradient thermique est en effet très faible.

Le mécanisme de diffusion thermique est également responsable de certaines difficultés rencontrées durant cette thèse. Une étude concernant l'influence des échanges thermiques sur le comportement des conducteurs massifs a été initiée. L'un des moyens envisagé était la mesure directe de la température de surface via l'utilisation d'une sonde de température. La première technique utilisée fut la fixation d'une sonde platine PT100 (constitué d'un dépôt de platine sur un substrat d'alumine) sur le supraconducteur. Malgré l'existence d'un épais substrat qui introduit une capacité

calorifique importante, la dynamique de ces sondes est suffisante pour l'étude envisagée (temps de réponse : 10 à 15 ms) et un échauffement de la sonde peut être mesuré suite à un essai en limitation. La mesure obtenue est cependant entachée d'une erreur importante. En effet, la diffusion thermique dans la plaque d'alumine est bien supérieure à celle de l'YBCO. De ce fait, une grande quantité de chaleur générée à la surface du conducteur massif est extraite par conduction et diffuse très rapidement dans le volume de la sonde (figure 12). L'échauffement de la sonde est donc de ce fait bien inférieur à l'échauffement moyen du supraconducteur. Finalement, la sonde de température perturbe le comportement thermique des échantillons étudiés.

Tableau 1 : Évaluation de la puissance surfacique moyenne évacuée à partir de la mesure du temps de récupération de l'échantillon. Le chauffage est obtenu à partir d'un essai de limitation. La surface d'échange est estimée à 56 mm<sup>2</sup>

	Essai 1	Essai 2	Essai 3
Température moyenne à l'issue de l'essai de limitation. Cette température est obtenue en négligeant les échanges thermiques durant la durée du court-circuit (20ms).	$T_{\text{moy}} = 130 \text{ K}$	$T_{\text{moy}} = 142 \text{ K}$	$T_{\text{moy}} = 170 \text{ K}$
Temps de récupération :	$t_r = 480 \text{ ms}$	$t_r = 650 \text{ ms}$	$t_r = 880 \text{ ms}$
Puissance surfacique moyenne : $P_s = C_p \cdot (T_{\text{moy}} - T_{\text{bain}}) / t_r$	$P_s = 6,7 \text{ W.cm}^{-2}$	$P_s = 7,5 \text{ W.cm}^{-2}$	$P_s = 8,4 \text{ W.cm}^{-2}$



**Figure 12 :** Schéma du profil de température au sein du matériau supraconducteur lorsqu'une sonde platine épaisse est fixée. La mesure obtenue (température de la surface du matériau) est perturbée par la présence de la sonde

## **C. Influences des mécanismes diffusifs sur la transition d'un conducteur massif**

Le mécanisme de diffusion magnétique au sein des conducteurs massifs influence la dynamique de la transition. L'étude de cet effet reste dans tous les cas délicate car l'information recherchée est de faible niveau et peut être cachée par l'emballement thermique du conducteur. Cet objectif a motivé l'étude réalisée sur des échantillons texturés de forte section. Bien que les conclusions concernant ces expériences manquent à ce jour, les résultats obtenus seront présentés à la fin de ce chapitre.

Vis-à-vis du mécanisme de diffusion thermique, les conclusions sont plus faciles à énoncer. La faible conductivité thermique des céramiques supraconductrices rend l'évacuation de la chaleur très difficile. Il en résulte d'une part une augmentation des pertes en régime assigné et un risque accru d'emballement thermique. D'autre part, la récupération de l'état supraconducteur est lente après transition et des contraintes mécaniques internes dues aux dilatations différentielles du cœur par rapport à la surface du conducteur apparaissent. Ce dernier point sera plus amplement détaillé dans l'analyse des dégradations rencontrées sur le démonstrateur plan ab (Chapitre VI).

Pour toutes ces raisons, le fait de limiter au moins l'une des dimensions du conducteur (suivant l'axe c) semble primordial. La découpe mécanique et la porosité importante des échantillons issus des pastilles mono domaines sont gênantes car le contrôle de la section réelle du conducteur est encore plus délicat lorsque l'une des dimensions transversales diminue. On peut remarquer que l'on tend à se rapprocher de la configuration "couche mince". Cette configuration semble effectivement mieux supporter les contraintes thermiques importantes et possède des caractéristiques de récupération thermiques très intéressantes [31]. Notons également que cette tendance est également appliquée sur les conducteurs frittés du dispositif réalisé par ABB [32].

L'utilisation à haute température d'échantillons découpés dans une pastille mono domaine semble a posteriori mal adaptée à la limitation de courant. Même sans failles, cette technique de fabrication me semble trop sujette aux variations locales de courant critique et donc mal adaptée à un dispositif destiné à la haute tension. L'utilisation de matériaux texturés ne doit pas cependant pas être abandonnée. De nouvelles techniques de texturation mieux adaptées à l'application sont toujours susceptibles d'apparaître et d'être améliorées (par exemple des films épais d'YBCO texturé ont récemment été élaborés : [33]).

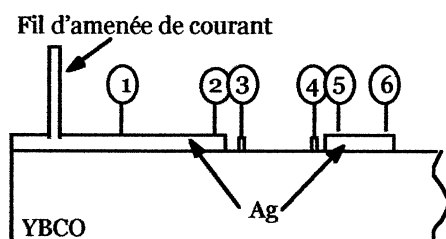
## II. Transfert du courant entre Argent et YBCO

Les conducteurs massifs envisagés pour la limitation de courant doivent être insérés dans un circuit électrique. Pour se faire, des amenées de courant en argent sont fixées aux extrémités du conducteur. Le contact électrique réalisé n'est pas parfait et peut engendrer des pertes importantes et une instabilité thermique du supraconducteur. L'objet de ce paragraphe est de décrire le mécanisme de transfert de courant entre l'amenée d'argent et le supraconducteur, ainsi que ses conséquences.

### A. Dispositif expérimental & Caractérisation du transfert de courant

Les échantillons utilisés pour cette étude sont des conducteurs plans ab sur lesquels est déposée de la laque d'argent sur une surface  $S$ . Le recuit de ces échantillons permet d'obtenir une résistance de contact faible. Cette résistance de contact est principalement due à l'apparition d'une couche intermédiaire semi-conductrice ou diélectrique [34]. L'épaisseur  $e$  de cette couche étant mal connue, la résistance de contact est généralement donnée sous la forme :  $r_c = R.S = \rho.e$  [ $\Omega.m^2$ ]. La qualité du contact varie avec la température du recuit d'oxygénation et avec la température d'emploi ( $T_{\text{bain}}$ ). Dans le cadre de la réalisation d'amenées de courant et pour des échantillons oxygénés de façon optimale (420 °C) la résistance de contact  $r_c$  varie de 100 n $\Omega.cm^2$  pour une température de bain de 77 K jusqu'à 500 à 800 n $\Omega.cm^2$  pour une température de bain de 90 K. Le transfert du courant entre l'amenée et le conducteur massif est caractérisé à partir de mesures électriques (figure 13). Il est ainsi possible de déterminer les zones du conducteur pour lesquelles la dissipation est maximale.

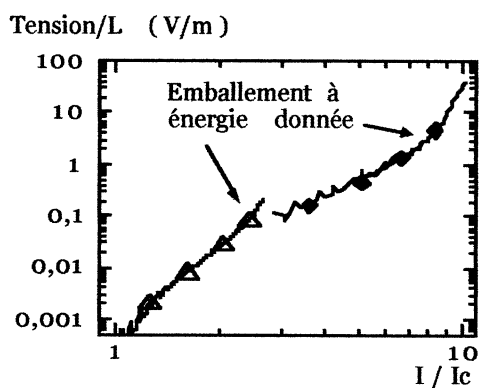
Pour des courants modérés, il est à noter que les niveaux de champ électrique mesurés sur les amenées (contact 12) sont bien supérieurs à ceux obtenus sur l'YBCO seul (contact 34). La caractéristique électrique mesurée sur l'argent est donc bien la signature de la pénétration du courant entre l'argent et le supraconducteur.



*Figure 13 : Étude de l'influence du dépôt d'argent sur le comportement d'un conducteur massif. L'évolution des tensions mesurées sur l'argent (12, 56), entre le dépôt d'argent et le matériau supraconducteur (23, 45) et sur le matériau supraconducteur (34) permet d'étudier la pénétration du courant dans le conducteur massif.*

L'analyse réalisée se base sur l'étude de la réponse électrique du supraconducteur lorsqu'une rampe de courant est appliquée. Par souci de clarté, je débiterai ce paragraphe par le rappel de la réponse électrique du matériau supraconducteur seul. La figure 14 représente l'évolution du champ électrique moyen en fonction du courant et ceci pour deux rampes de courant différentes. Pour des pentes de densité de courant importantes ( $> 80 A.mm^{-2}.s^{-1}$ ), les caractéristiques obtenues sur deux bancs de

mesure indépendants sont cohérentes et semblent se prolonger. Pour des rampes plus faibles, nous verrons ultérieurement que la réponse électrique du supraconducteur dépend de la dynamique du courant (figure 21). On observe également dans les deux mesures réalisées que l'emballement s'accélère lorsque l'énergie fournie au conducteur devient conséquente. Cette rupture dans la caractéristique  $U(I)$  sera discutée ultérieurement mais sert dès à présent de référence dans l'analyse du transfert du courant entre l'amenée en argent et le matériau supraconducteur. Dans l'ensemble des résultats présentés ultérieurement, la pente de la densité de courant imposée sera voisine de  $120 \text{ A.mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .



**Figure 14 :** Évolution du champ électrique moyen en fonction du courant (normalisé par rapport au courant critique à  $1\mu\text{V.cm}^{-1}$ ). La réponse électrique du conducteur électrique est modifiée lorsque l'énergie volumique dissipée atteint  $15 \text{ mJ.cm}^{-3}$ .  
 Température d'emploi :  $90,8 \text{ K}$   
 Section :  $4,4 \text{ mm}^2$   
 $\Delta$  : Rampe de courant imposée:  $120 \text{ A.mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$   
 $\blacklozenge$  : Rampe de courant :  $70.10^3 \text{ A.mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$

## B. Modèle analytique du transfert de courant

Un développement analytique peut être mené afin de décrire la pénétration du courant dans un échantillon supraconducteur. Le modèle utilisé tient compte de la résistivité de l'argent, de la résistance de contact et néglige la résistance du matériau supraconducteur. Le modèle utilisé et les résultats analytiques sont présentés en annexe ('Longueur de transfert'). Cette étude montre que la densité de courant circulant dans l'amenée suit quasiment une exponentielle décroissante de longueur caractéristique  $\lambda$  (figure 15).  $\lambda$  est donnée par la relation suivante :

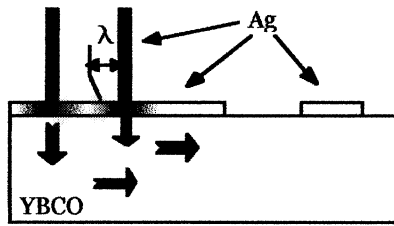
$$\lambda = (r_c \cdot e_{Ag} \cdot \rho_{Ag}^{-1})^{0,5} \quad (10)$$

Une rapide application numérique donne une longueur de transfert variant de  $0,6 \text{ mm}$  à  $3 \text{ mm}$  ( $50 \mu\text{m} < e_{Ag} < 500 \mu\text{m}$ ).

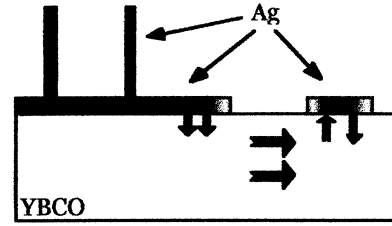
Dans le cas extrême inverse, c'est-à-dire lorsque le conducteur est complètement dans son état normal, le même raisonnement que précédemment peut être mené. Les hypothèses nécessaires sont alors les suivantes :

- \*  $\rho_{Ag} \ll \rho_{YBCO}$
- \* le matériau fortement résistif (YBCO) est isotrope
- \* la résistivité du conducteur est indépendante de la température

Lorsque le matériau est dans son état normal, le courant pénètre donc dans le conducteur à l'extrémité de l'amenée (figure 16). Une estimation de la longueur de pénétration ne peut être faite car le matériau étudié est en réalité très anisotrope.



**Figure 15 :** Pénétration du courant dans le conducteur massif lorsque celui ci est non résistif. À cause de la résistance de contact, le courant pénètre sur une largeur  $\lambda$



**Figure 16 :** Pénétration du courant dans le conducteur massif lorsque celui ci est dans un état dissipatif. Le courant pénètre à l'extrémité de l'amenée.

Les parties sombres représentent les zones pour lesquelles la densité de courant est importante dans l'argent.

## C. Résultats expérimentaux

### Valeur de courant modérée :

Dans ce cas, la multiplication des prises de potentiel sur l'amenée de courant permet dans un premier lieu de vérifier qualitativement que le courant pénètre majoritairement au voisinage du fil d'amenée. Ensuite, par identification, l'utilisation de l'expression de la tension  $U(x)$  décrite en annexe et issue du modèle analytique permet d'obtenir la longueur de pénétration  $\lambda_{mes}$  (Tableau 2). Le modèle analytique est quantitativement validé car  $\lambda_{mes}$  est proche de la grandeur  $\lambda$  estimée dans le paragraphe précédent [35].

Tableau 2 : Caractérisation de la longueur de pénétration réalisée sur le méandre plan ab :  
M2KX1 (échantillon issu du démonstrateur 1kV/100A)

Température	$\lambda_{mes}$ calculé à partir de l'analyse des tensions mesurées sur l'amenée	$r_c = \lambda_{mes}^2 \cdot \rho_{Ag} \cdot e_{Ag}^{-1}$
77 K	0,4 mm	100 n $\Omega$ .cm <sup>2</sup>
90,5 K	1 mm	600 n $\Omega$ .cm <sup>2</sup>

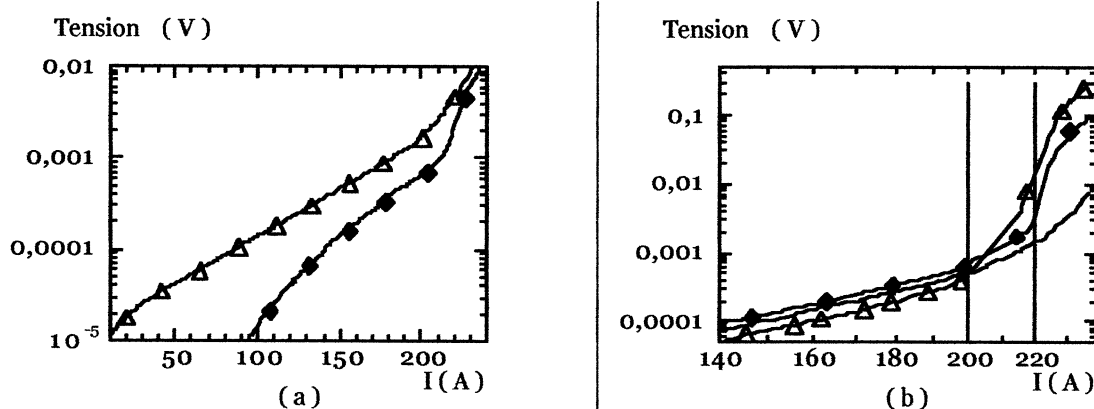
### Transition :

Lorsque le supraconducteur transite, la pénétration du courant dans l'amenée est complètement modifiée. En effet, dans ce cas, le courant circule majoritairement par la voie la moins résistive c'est-à-dire par le dépôt d'argent et ne pénètre dans l'YBCO qu'en bout d'amenée. L'évolution de la

pénétration du courant peut être observée figure 17 - (a). Pour un courant faible ( $I < 100$  A) une tension n'existe qu'au voisinage des fils d'amenée de courant. Lorsque le courant augmente, la pénétration de  $I$  évolue progressivement : la tension supportée par l'extrémité de l'amenée croît mais reste alors bien inférieure à la tension totale de l'amenée. Ce régime perdure jusqu'à ce que l'emballement thermique intervienne. A cet instant le comportement du conducteur est similaire à celui représenté figure 16 puisque la quasi totalité de la tension est appliquée à l'extrémité de l'amenée.

La figure 17 - b décrit la réponse électrique du matériau massif YBCO seul (figure 13 - contact 34), de l'extrémité de l'amenée (contact 12) et d'une portion de matériau YBCO voisine de l'amenée de courant (contact 23). Pour un courant inférieur à 200 A, le champ électrique généré par le matériau massif est bien inférieur aux signaux mesurés sur et au voisinage de l'amenée.

La valeur élevée de tension mesurée à l'extrémité de l'amenée peut être expliquée par la résistance de contact entre l'argent et l'YBCO. Cet argument ne peut être utilisé pour expliquer les pertes élevées du matériau au voisinage de l'amenée. Ces pertes excessives ne peuvent également pas avoir pour origine l'échauffement de l'amenée de courant. En effet, la dynamique de courant imposée est trop rapide pour qu'une diffusion thermique puisse influencer l'YBCO de façon significative. D'autre part l'énergie générée au niveau des amenées est modérée et peut se propager facilement dans l'argent. Finalement, je justifierais les niveaux de tension mesurés au voisinage de l'amenée à l'aide de deux arguments. Le premier est purement électrocinétique (quasistatique) et se base sur une étude de longueur de transfert au sein du matériau YBCO très faiblement résistif. Il est en effet possible qu'une certaine longueur soit nécessaire pour que les lignes de courant puissent s'épanouir dans le volume du conducteur. La seconde se fonde sur la lente diffusion magnétique caractéristique des matériaux très peu résistifs. Ces deux justificatifs ont une même conséquence à savoir une contraction locale des lignes de courant et donc finalement une majoration des pertes mesurées (figure 18).



**Figure 17 :** Pénétration du courant dans le supraconducteur à partir du dépôt d'argent. Température : 91,5 K ; Section du conducteur :  $2,2 \times 1,7 \text{ mm}^2$ .

(a) :  $\Delta$  : Tension sur la quasi totalité de l'amenée (6 mm) ;

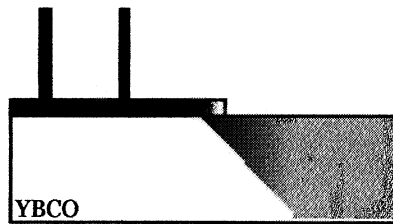
$\blacklozenge$  : Tension partielle (2 mm) mesurée en fin d'amenée.

(b) :  $\Delta$  : Tension du supraconducteur (6 mm)

$\blacklozenge$  : Tension mesurée entre le supraconducteur et l'extrémité de l'amenée (1,5 mm)  
- Tension partielle (2 mm) mesurée en fin d'amenée.



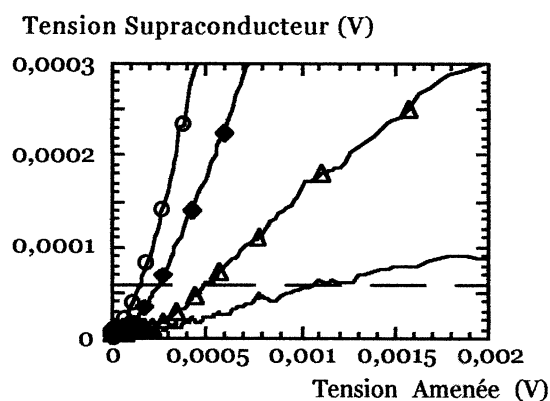
Lorsque le courant total circulant dans l'échantillon atteint 200 A, la transition du matériau YBCO s'accélère. La caractéristique  $U(I)$  du matériau massif s'incurve et les niveaux de tension mesurés dépassent largement la tension mesurée sur les amenées. Le champ électrique mesuré dans l'YBCO au voisinage ou éloigné des amenées est alors identique.



**Figure 18 :** Représentation schématique du mécanisme pouvant être responsable des pertes importantes observées sur le matériau supraconducteur au voisinage de l'amène de courant. Une certaine longueur est sans doute nécessaire pour que le courant diffuse dans la section totale du supraconducteur.

#### Stabilité des amenées de courant :

Le problème associé à la stabilisation des amenées de courant est d'autant plus important que les caractéristiques du matériau supraconducteur sont bonnes. En effet, à courant donné, si les performances en termes de densité de courant critique sont améliorées, la section de supraconducteur nécessaire diminue. De ce fait, la surface de contact argent-YBCO devient plus faible et les pertes induites progressent de façon significative. La figure 19 montre l'évolution de la tension mesurée sur l'amène en fonction de la tension relevée sur le matériau massif et ceci pour différentes températures d'emploi. Diminuer la température du conducteur engendre d'une part une décroissance de la résistance de contact et d'autre part une nette amélioration du courant critique. Le second aspect s'avère prépondérant et, à mêmes pertes résistives dans le matériau YBCO, les pertes au niveau des amenées sont bien plus importantes à basse température.



**Figure 19 :** Évolution de la tension créée aux bornes du supraconducteur en fonction de la tension mesurée sur l'amène de courant.

Caractéristiques du conducteur :

Longueur de l'amène : 6 mm

Longueur du supraconducteur entre prise de potentiel : 6 mm

Section :  $2,2 \times 1,7 \text{ mm}^2$ .

○ :  $T = 91,75 \text{ K}$

◆ :  $91,65 \text{ K}$

△ :  $T = 90,8 \text{ K}$

- :  $90,65 \text{ K}$

La réalisation de bonnes amenées de courant est nécessaire du point de vue du régime assigné mais également lors de la transition du conducteur. Une faible résistance de contact évite l'emballement thermique des amenées pendant le régime assigné. Vis-à-vis du régime de limitation, une bonne stabilité des amenées évite la transition prématurée au niveau des contacts électriques. Bien que la réalisation d'un limiteur utilisant la transition des contacts électriques soit efficace (Chapitre VI - Limiteur Inducto-Résistif réalisé par ICMAB) cette solution n'est pas économiquement viable. En effet

dans ce cas, seule une faible partie du matériau supraconducteur intervient dans la limitation de courant.

Les paramètres permettant l'amélioration des amenées de courant sont :

- amélioration de  $r_c$ ,
- multiplication des fils d'amenées de petite dimension mais espacées de  $\lambda$ ,
- augmentation de la surface de contact électrique par choix de sections ayant un rapport hauteur/largeur important,
- augmentation de la section de conducteur au niveau des amenées,
- amélioration de la stabilité thermique de l'amenée (amenées de courants métalliques de volume important, amélioration des échanges thermique avec le bain cryogénique - radiateur thermique).
- utilisation d'amenées supraconductrices (par exemple fils à base de Bismuth de type PIT)

Dans tous les cas, le volume de matériau supraconducteur nécessaire à l'élaboration des amenées de courant est important. Par exemple, pour une température d'emploi de 90,5 K et dans le cas des échantillons plan ab de section 4 mm<sup>2</sup> réalisés pour le démonstrateur 1 kV/100A, la surface de chaque amenée de courant nécessaire est de l'ordre de grandeur de 80 mm<sup>2</sup>.

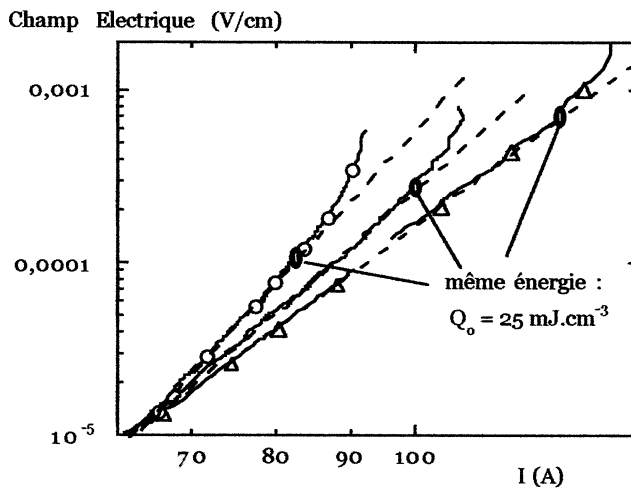
Dans le cadre de sa thèse, D.Isfort [22] a mené une étude sur l'élaboration de joints d'argent entre différents conducteurs massifs. Cette technique permet d'obtenir des résistances de contact bien meilleures ( $r_c = 50 \text{ n}\Omega.\text{cm}^2$  à 77 K :  $r_c = 300 \text{ n}\Omega.\text{cm}^2$  à 90 K) ce qui peut laisser présager de nets progrès dans l'élaboration des amenées de courants. Par ailleurs, une étude quantitative de la stabilité thermique des joints fabriqués est décrite dans son mémoire.

### III. Influence de la dynamique du courant de transport sur la transition

#### A. Descriptif expérimental et résultats

Pour des niveaux de champ électrique modérés ( $< 3 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  pour une pente de  $540 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  ( $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$ )), nous avons vu dans le paragraphe I que la caractéristique  $E(I)$  du matériau YBCO texturé dépend de la rampe de courant. Les mesures réalisées permettaient de conclure que le signal observé était principalement dû à l'hystérésis du matériau supraconducteur. Le but de ce paragraphe est de décrire l'influence de la pente du courant de transport sur cette même caractéristique  $E(I)$ , mais pour des champs électriques plus importants. À ces niveaux de champ électrique, le matériau est encore supraconducteur et traversé par un réseau de vortex mobile (Flux Creep). Les résultats présentés ont été obtenus dans des conditions adiabatiques (environnement : vide primaire) grâce au cryostat décrit au Chapitre II. Celui-ci permet de caractériser un échantillon supraconducteur à une même température dans l'azote liquide, un gaz ou le vide.

La principale difficulté de cette étude réside dans le contrôle de la température de l'échantillon en l'absence de fluide cryogénique : le refroidissement se fait en partie par conduction par les amenées et le temps de thermalisation peut être relativement long. Le contrôle de la température de l'échantillon est finalement obtenu d'une part à l'aide d'une sonde platine PT100 collée au milieu de l'échantillon sur un virage (figure 21) et d'autre part en vérifiant que le courant critique à  $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  n'est pas affecté par l'environnement thermique extérieur. La transition des échantillons est étudiée pour des rampes de courant variant entre  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  (figure 20).



**Figure 20** : Réponse électrique d'un échantillon d'YBCO texturé mono-domaine à température élevée ( $T \approx 90,5 \text{ K}$ )

Section :  $1,6 * 2,3 \text{ mm}^2$

Rampe de courant :

o :  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$

— :  $500 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$

$\Delta$  :  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$

-- : loi de puissance

Les caractéristiques  $E(I)$  mesurées se croisent pour des niveaux de champs voisins de  $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ . À faible courant, en première approximation, ces caractéristiques sont décrites par une loi de puissance dont le facteur  $n$  décroît lorsque la pente de courant augmente. Ce régime en loi de puissance dure jusqu'à ce que l'énergie moyenne dissipée au sein du matériau atteigne environ  $Q_0 = 25 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-3}$  ( $\pm 30 \%$ ), valeur obtenue pour une température d'emploi de  $90,5 \text{ K}$ . Cette valeur dépend de la température du supraconducteur. Pour un courant plus important, il apparaît une divergence entre la caractéristique mesurée et celle issue de la loi de puissance (figures 14 et 20).

## B. Analyse des résultats

Deux points importants peuvent être analysés. Le premier concerne l'influence de la rampe de courant sur la loi de puissance. Le second concerne l'emballement qui intervient pour une énergie fixée et indépendante de la rampe de courant imposée.

### 1. Influence de la rampe de courant sur la loi $E(J)$

Les aspects magnétodynamiques et magnétothermiques sont successivement pris en considération afin de justifier la dépendance observée :

- magnétodynamique : le champ électrique dû à la seule hystérésis magnétique d'un supraconducteur (pertes A.C.) est croissant avec le taux de variation du courant de transport. Cet effet est contradictoire avec les résultats observés (figure 20). De plus les niveaux de champ électrique obtenus expérimentalement sont faibles ( $< 3 \mu\text{V}/\text{cm}$ ). L'aspect purement magnétodynamique ne peut donc pas justifier nos résultats expérimentaux (figure 4).
- magnétothermique local associé aux pertes résistives dynamiques : les résultats expérimentaux qui ont mis en évidence cet effet ([12], [13]) et les mécanismes physiques décrits antérieurement (§ I-A) vont dans le sens où le signal électrique mesuré doit être plus important lorsque la dynamique du courant est élevée. La faible diffusivité magnétique n'est donc pas à priori responsable de l'effet observé figure 20.
- magnétothermique global : l'énergie dissipée au sein du supraconducteur est responsable d'un échauffement susceptible d'accélérer sa transition (déstabilisation thermodynamique du réseau de vortex par augmentation de l'énergie d'activation  $k.T$  (Chapitre I, § I-C), dégradation des caractéristiques supraconductrices lorsque  $T$  augmente). L'effet escompté est cohérent avec nos mesures expérimentales. En effet, pour un courant donné, l'énergie dissipée est plus importante lorsque la pente du courant de transport est faible. La résistivité dynamique du matériau est donc plus importante lorsque la pente du courant est faible.

L'emballement magnétothermique explique qualitativement les relevés expérimentaux. Il me semble maintenant intéressant de quantifier cet effet. Deux approches peuvent être envisagées. La première, de nature microscopique, se fonde sur le modèle du flux creep élaboré par Anderson et Kim (Chapitre I, § I-C, équation 3) et permettrait d'aboutir aux informations telles que l'énergie d'activation du réseau de vortex. Cette démarche me semble difficile à appliquer dans le cas de conducteurs de volume important et en champ propre (la densité de vortex et les efforts appliqués aux lignes de flux varient selon la zone du conducteur). Je préfère donc me baser directement sur les caractéristiques  $E(J,T)$  mesurées sur nos échantillons et qui tiennent intrinsèquement compte de l'emballement magnétothermique.

L'objectif est de savoir dans quelle mesure la seule élévation de température générée durant la transition du matériau peut déprécier les caractéristiques supraconductrices et être ainsi responsable des résultats expérimentaux (figure 20). Une approche analytique détaillée en annexe ('Consigne de courant et loi de puissance') a donc été menée afin de quantifier l'effet de l'élévation de température sur l'emballement thermodynamique. En supposant que la

caractéristique  $E(I)$  quasi-isotherme (mesurée grâce à des impulsions de courant) du matériau est décrite par une loi de puissance, il est possible de calculer la réponse  $E(I)$  du matériau lorsqu'une rampe de courant de pente  $\beta$  est imposée et ceci en tenant compte de l'échauffement du matériau dans des conditions adiabatiques. En réalisant un développement limité du résultat, on obtient :

$$E \approx E_0 \cdot \frac{I^n}{I_c(T_{ref})^n} + \mathbf{R} \cdot \left( \frac{I}{I_c(T_{ref})} \right)^{2n+2} \quad (11)$$

où 
$$\mathbf{R} = \frac{E_0^2 \cdot K \cdot n \cdot I_c(T_{ref})}{C_p \cdot S \cdot \beta \cdot (n+2)} ; \mathbf{M} = \frac{E_0 \cdot K \cdot (n+1) \cdot I^{n+2}}{C_p \cdot S \cdot \beta \cdot (n+2) \cdot I_c(T_{ref})^{n+1}} \quad (12)$$

$E_0$  et  $n$  définissent la loi de puissance de référence du matériau pour  $T=T_{ref}$

$I_{c(T_{ref})}$  et  $K$  définissent la caractéristique  $I_c(T)$

$S$  : section du conducteur ;  $\beta$  : pente du courant  $I(t)$  ;  $C_p$  : Capacité calorifique

L'utilisation d'un développement limité n'est en théorie pas nécessaire. Cependant, l'outil numérique utilisé pour ajuster les paramètres analytiques aux courbes expérimentales converge vers un résultat peu satisfaisant lorsque le modèle utilisé n'a pas une forme polynomiale. Pour nos mesures, le domaine de validité du développement limité est réduit aux courants inférieurs à  $1,35 \cdot I_{c_{10\mu V/cm}}$ . Le monôme  $\mathbf{M}$  à partir duquel est réalisé le développement limité est dans cet intervalle au maximum égal à 0,1 (considéré comme petit devant 1). De ce fait, on peut considérer que le développement au premier ordre est nettement suffisant pour des courants inférieurs à  $1,35 \cdot I_{c_{10\mu V/cm}}$ .

Le tableau 3 rassemble les valeurs de  $\mathbf{R}$  théoriques calculé et celles permettant de faire correspondre les caractéristiques mesurées (figure 20) avec la relation (12).

Tableau 3

Pente du courant (A.s <sup>-1</sup> )	$\mathbf{R}$ calculé (13)	$\mathbf{R}$ ajusté(*)
100	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
500	$5,8 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
2000	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$

\* Paramètres de l'optimisation :  $I_{c(T_{ref})} = 64,4 \text{ A}$ ,  $\Delta I_c / \Delta T = -K = -85 \text{ A.K}^{-1}$ ,  $E_0 = 1 \text{ mV.m}^{-1}$ ,  $n = 5,9$

L'incertitude associée à  $R_{TH}$  (qui fait intervenir de nombreux paramètres dont  $C_p$ ,  $K$  et  $S$ ) est assez importante et peut être estimée à  $\pm 40 \%$ . La prise en compte de cette incertitude est insuffisante et ne permet pas de justifier la différence entre  $\mathbf{R}$ ajusté et  $\mathbf{R}$ calculé. Si l'emballement magnétothermique est seul responsable des résultats expérimentaux obtenus, on est obligé de supposer que seul un volume réduit du conducteur intervient durant la transition. À partir de ces développements, la valeur moyenne du volume intervenant dans l'emballement thermique du matériau peut être estimé à 20 % du volume total de l'échantillon (compris entre 14 % et 35 % en tenant compte des gammes d'incertitudes). Si on considère que ce volume est situé à la

périphérie du matériau, l'épaisseur de matériau considérée vaut en moyenne 100  $\mu\text{m}$ . Cet élément sera utilisé lors d'analyses ultérieures.

En conclusion, les résultats expérimentaux montrent une forte dépendance de la caractéristique  $E(I)$  avec la pente de courant. Cette influence peut être justifiée par l'emballement magnétothermique mais seulement si le volume intervenant dans cet emballement est réduit à environ 20 % du volume total de l'échantillon.

## **2. Modification de l'emballement intervenant à énergie fixée :**

Quelle que soit la pente du courant de transport, un emballement est observé lorsque l'énergie moyenne dissipée au sein du supraconducteur atteint un certain seuil (25  $\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-3}$  pour  $T = 90,5 \text{ K}$ ). L'échauffement du matériau est donc la donnée qui va nous permettre de décrire l'emballement observé (figure 20). L'énergie mise en jeu est très faible et l'élévation de température moyenne correspondante est estimée à 25 mK.

La température d'emploi est proche de  $T_c$ . Or nous avons vu au chapitre III que la densité de courant critique varie linéairement avec la température et s'annule lorsque celle-ci est égale à  $T_c$ . Dans ces conditions, une élévation de température de 25 mK est responsable d'une diminution du courant critique de 2 %. Cette dépréciation du courant critique est significative et conduit à l'accroissement des pertes résistives générées. L'augmentation de ces pertes peut être responsable de l'emballement magnétothermique observé [11].

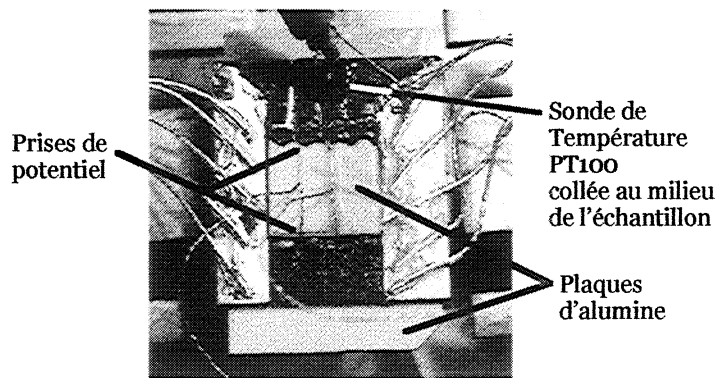
Notons que le paragraphe 1 avait abouti à la conclusion selon laquelle seule une faible proportion du matériau semble intervenir dans l'emballement magnétothermique. Dans ce cas, l'élévation de température locale, la décroissance de  $I_c$  et donc finalement le niveau des pertes est beaucoup plus important. La justification de l'emballement décrite dans ce paragraphe en est donc d'autant plus confortée.

# **IV. Influence des échanges thermiques sur le mécanisme de transition**

## **A. Objectifs et cadre des expérimentations menées**

Durant un essai de limitation et lorsque le matériau a atteint son état normal, l'énergie évacuée dans le bain d'azote est faible devant l'énergie totale dissipée au sein du matériau. Ainsi, dans le cas où la température d'un échantillon (volume : 4  $\text{cm}^3$ , surface d'échange : 20  $\text{cm}^2$ ) s'élève de 100 K ( $E \approx 700$  joules), l'énergie évacuée dans le bain est au bout de 20 ms inférieure à 4 joules (avec un coefficient d'échange  $q = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). L'effet des échanges thermiques sur la réponse électrique du matériau lorsque celui-ci est dans son état normal est donc négligeable.

Les conclusions ne sont pas aussi évidentes si on étudie que l'initiation de la transition car l'énergie fournie est alors très faible. Une étude expérimentale de l'influence des échanges thermiques a donc été menée et fait l'objet de ce paragraphe.



**Figure 21** : Méandre plan ab utilisé pour l'analyse de l'influence des échanges thermiques sur la transition d'un matériau supraconducteur.  
 Longueur entre les prises de contact : 11 mm ; Section :  $1,6 * 2,3 \text{ mm}^2$  ;  
 Épaisseur : 1,6 mm

## B. Résultats & Analyse

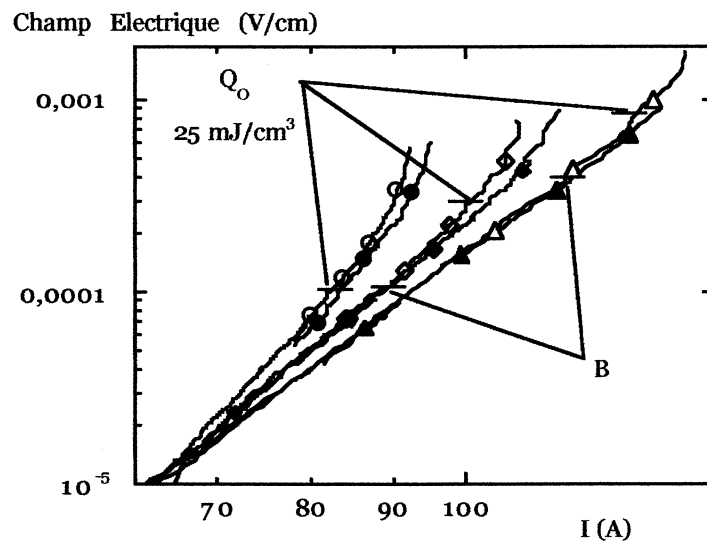
L'expérience menée consiste à étudier la réponse électrique  $E(I)$  d'un conducteur YBCO texturé lorsque l'environnement cryogénique du conducteur change. Pour une même température  $T_{\text{BAIN}}$ , le dispositif expérimental élaboré durant cette thèse (cf. chapitre II) permet de réaliser plusieurs mesures de courant critique où seuls les échanges thermiques latéraux sont modifiés. Les résultats obtenus (figure 22, figure 23) peuvent être résumés de la façon suivante :

- À faible niveau, la réponse électrique n'est pas influencée par les échanges thermiques latéraux et les caractéristiques  $E(I)$  se superposent quel que soit l'environnement.
- À partir d'un certain niveau qui dépend de la dynamique imposée, la réponse électrique du matériau devient dépendante de l'environnement extérieur. Notons que ce niveau n'est pas un seuil décrivant une rupture de régime et qu'il doit être dépendant de la sensibilité de notre dispositif expérimental. Lorsque l'environnement est modifié, l'écart entre les courbes semble en effet s'accroître de façon continue. Cette dépendance intervient bien avant l'emballement thermique ( $Q_0$ ) décrit dans le paragraphe précédent. Lorsque l'échantillon est dans un milieu liquide, la réponse électrique est très largement modifiée et suit une loi de puissance (évolution linéaire en échelle log-log) de facteur  $n$  plus faible (figure 23).

Les mesures réalisées permettent de définir un point de bifurcation (point B) entre la réponse électrique de l'échantillon dans l'azote liquide et dans le vide (tableau 4) et ceci pour différentes rampes de courant. Les coordonnées du point d'intersection sont sujettes à une incertitude relativement élevée à cause du bruit de mesure et de la nature de l'analyse menée (le point de bifurcation est obtenu par méthode graphique entre deux courbes qui convergent vers la même fonction lorsque le champ électrique mesuré est faible ; cette analyse nécessite des mesures précises sur plusieurs décades de champ électrique). Malgré cette incertitude, on remarque que lorsque la pente de courant croît, le phénomène intervient à paramètres électriques et énergétiques croissants.

Lorsque la pente de courant  $\beta$  est élevée et parce que la conductivité thermique de l'YBCO est faible, la chaleur générée au centre de l'échantillon ne peut être évacuée. Le profil de température au voisinage de la surface est donc très abrupt lorsque  $\beta$  est grand. Pour un même courant  $I$ , le volume de matériau refroidit par la surface est donc bien plus faible lorsque la pente de  $I(t)$  est élevée. Il est donc compréhensible que la caractéristique électrique des échantillons supraconducteurs soit nettement plus perturbée par les échanges thermiques latéraux lorsque la dynamique du courant est lente. Cette conclusion est cohérente avec l'observation faite sur l'évolution des caractéristiques du point de bifurcation B (tableau 4).

Tableau 4	Coordonnées du point de divergence des caractéristiques $U(I)$		Considérations énergétiques lorsque la bifurcation intervient		
	Rampe ( $A.s^{-1}$ )	Courant (A)	Tension ( $\mu V$ )	Énergie ( $\mu J$ )	Puissance instantanée (mW)
	100	$65 \pm 2 \%$	$8 \pm 20 \%$	$40 \pm 30 \%$	$0,5 \pm 20 \%$
	500	$89 \pm 2 \%$	$100 \pm 20 \%$	$180 \pm 30 \%$	$9 \pm 25 \%$
	2000	$110 \pm 10 \%$	$450 \pm 30 \%$	$600 \pm 50 \%$	$50 \pm 40 \%$



**Figure 22 :** Réponse électrique d'un échantillon d'YBCO texturé mono domaine à température élevée ( $T = 90,5 K$ ).

Section de l'échantillon :  $1,6 * 2,3 mm^2$

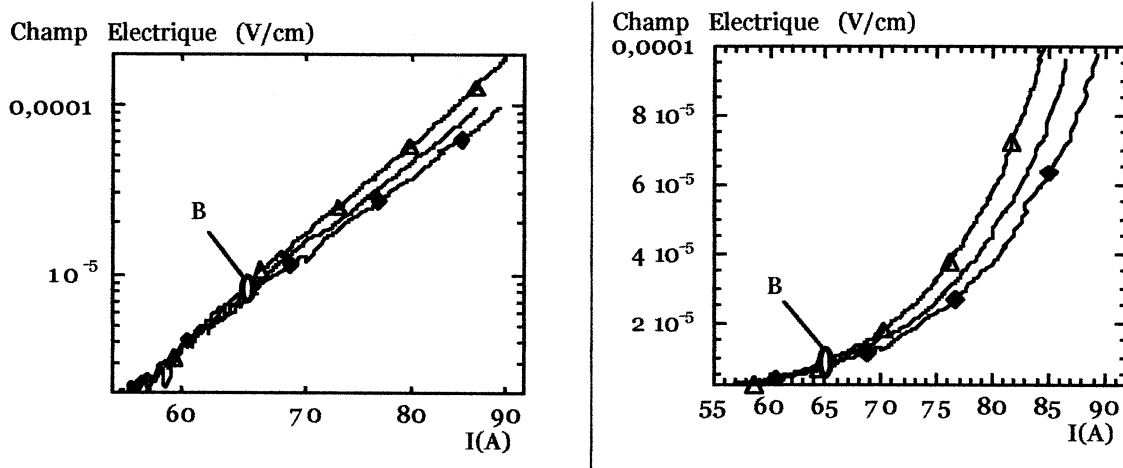
Rampe de courant :  $\circ$  :  $100 A.s^{-1}$  ;  $\diamond$  :  $500 A.s^{-1}$  ;  $\Delta$  :  $2000 A.s^{-1}$

Symbole vide : Réponse électrique lorsque l'échantillon est dans un vide primaire

Symbole plein : Réponse électrique lorsque l'échantillon est dans l'azote liquide sous pression



Afin d'améliorer les échanges thermiques avec l'environnement, des plaques d'alumines ont été fixées sur l'un des échantillons étudiés. Cette expérience permet de confirmer que les échanges thermiques latéraux influencent de façon significative la réponse électrique des échantillons testés (figure 23). L'effet observé est conséquent mais encore limité à quelques dizaines de microvolts par centimètre. Cette observation est due à mon avis à la mauvaise diffusivité thermique de l'YBCO en particulier suivant l'axe c. En effet, en régime transitoire, bien que les deux surfaces parallèles aux plans ab soient bien mieux refroidies, la profondeur effectivement influencée par les échanges de surface est très limitée. Cette épaisseur dépend de la pente du courant imposée.



**Figure 23 :** Réponse électrique d'un échantillon d'YBCO texturé mono domaine pour une température de 90,5 K

Section de l'échantillon : Rampe de courant imposée :  $100 \text{ A.s}^{-1}$

$\Delta$  : Réponse électrique lorsque l'échantillon est dans un vide primaire

— : Réponse électrique lorsque l'échantillon est dans l'azote liquide sous pression

$\blacklozenge$  : Réponse électrique lorsque des plaques d'alumine adhèrent (graisse Apizyon) sur les surfaces perpendiculaires à l'axe c du méandre étudié.

#### Analyse numérique :

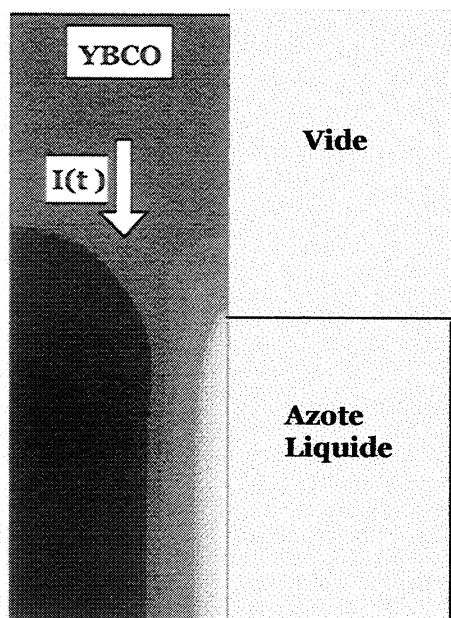
Afin d'apporter des éléments de réponses vis-à-vis des résultats décrits précédemment, une approche numérique a été menée. Le logiciel Flux 2D est utilisé afin de qualifier l'influence des échanges thermiques sur la transition du matériau supraconducteur. La transition du matériau est décrite par une loi de puissance et les variations de  $J_c$  avec la température sont prises en compte. La modélisation est de nature électrothermique (cf. Chapitre IV). Du point de vue géométrique, un demi barreau parcouru par un courant  $I$  est modélisé. Du point de vue thermique ce demi barreau est soit dans le vide, soit en contact avec de l'azote liquide (figure 24).

Remarque : la transition étudiée est de nature magnétothermique. Une résolution électrocinétique est possible car les informations caractérisant l'emballage magnétothermique sont inclus dans les équations  $E(J)$  et  $J_c(T)$ . Comme la résolution est électrocinétique, le potentiel vecteur  $\vec{A}$  est inexistant. L'étude d'un conducteur électrique de section constante se traduit donc par un champ électrique uniforme dans la section du conducteur.

La première modélisation considère une transition homogène dans tout le volume du conducteur (figure 24). Le résultat obtenu permet de confirmer qualitativement l'influence des échanges thermiques :

- dans l'azote liquide, un gradient thermique naît entre la périphérie et le cœur du conducteur,
- dans l'azote liquide, une plus forte densité de courant circule à la périphérie du conducteur,
- dans l'azote liquide, le champ électrique étant le même en chaque point de la section et la densité de courant étant plus importante en surface, les pertes sont plus élevées à la périphérie du conducteur. Ce point est important car l'évacuation de l'énergie est d'autant plus efficace que les pertes sont générées à proximité de la surface d'échanges,
- à même courant, le champ électrique calculé est plus important dans le conducteur pour lequel les échanges latéraux sont inexistant.

Cependant, même si une différence de champ électrique est observable entre le conducteur thermiquement isolé et le conducteur plongé dans le bain, cette différence est bien inférieure à celle mesurée sur notre échantillon (pour  $Q \approx Q_0$ ,  $\Delta E/E \ll 0,01$  pour une pente de  $100 \text{ A.s}^{-1}$ ). Le modèle utilisé est donc non représentatif du problème physique étudié. Pour que l'emballement magnétothermique puisse justifier nos résultats expérimentaux, il faut donc que l'évacuation de l'énergie dissipée soit plus efficace. Ceci peut être obtenu si l'énergie est majoritairement générée près de la surface du conducteur.



**Figure 24 :** Résultat de modélisation (méthode à éléments finis) décrivant l'influence du refroidissement latéral sur la distribution des courant au sein d'un matériau massif.

*Le dégradé de gris représente la densité de courant locale au sein du conducteur (clair = J plus important).*

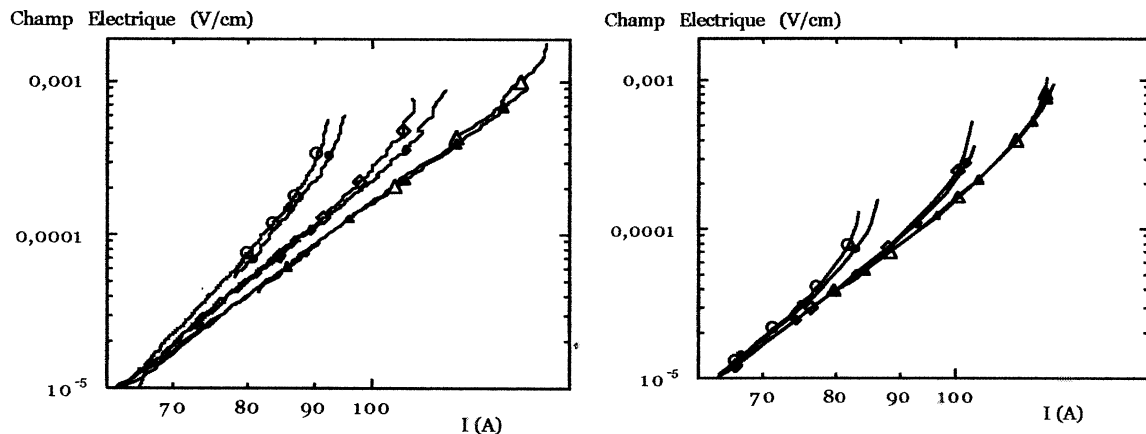
*Dans le cas représenté, une densité de courant supérieure de 5 % circule à la périphérie refroidie du matériau.*

*Les échanges thermiques influencent la réponse électrique du matériau mais la différence calculée est largement inférieure à celle mesurée expérimentalement.*

Suite à l'insuffisance de ces résultats, un modèle géométrique différent a été testé. Le paragraphe III a montré que l'emballement thermomagnétique peut être responsable des observations réalisées si un faible volume ( $\approx 20 \%$ ) du matériau est mis en jeu durant la transition. Cette conclusion a abouti au modèle consistant à supposer que seule une fine épaisseur de matériau (estimée à  $100 \mu\text{m}$ ) contribue à l'état supraconducteur. La densité  $J_c$  de cette couche est multipliée d'un facteur 5 afin de conserver le même courant critique total. Les résultats obtenus sont nettement plus proches

(figure 25) de nos mesures. L'erreur persistante obtenue peut être justifiée par l'imperfection du modèle géométrique et physique :

- incertitude des paramètres mesurés ( $T_c$ ,  $J_c$ ,  $T_{BAIN}$ )
- imperfection du modèle :
  - la densité de courant est supposée linéaire avec la température. Expérimentalement, une nette non-linéarité est observée proche de  $T_c$  (chapitre III-figure 14).
  - la variation spatiale de  $J_c$  ne peut être aussi abrupte que celle utilisée pour ce modèle. De plus, l'épaisseur prise en compte est susceptible de varier avec la pente du courant (l'épaisseur thermiquement influencée par les échanges latéraux dépend de  $\beta$ ).



**Figure 25 :** Comparaison entre la réponse électrique du matériau mesurée (gauche) et modélisée (droite). Le modèle utilisé suppose que seule une profondeur de  $100 \mu\text{m}$  de matériau intervient durant la transition.

Rampe de courant :  $\circ$  :  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  ;  $\diamond$  :  $500 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$  ;  $\Delta$  :  $2000 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$

Milieu : Symbole creux : vide ; Symbole plein : azote liquide pressurisé

Le résultat présenté est intéressant pour une autre raison. L'emballement intervenant à  $Q_0$  est observé sur le tracé issu de la modélisation. Une très faible élévation de la température et la diminution de  $J_c$  qui en découle est donc suffisante pour augmenter de façon significative la valeur des pertes résistives et initier l'emballement observé.

**Remarque :** La localisation des pertes à la périphérie du conducteur est utilisée pour valider nos résultats. On ne peut cependant pas exclure la possibilité suivant laquelle il existerait toujours une certaine hétérogénéité suivant la longueur du matériau. Les échanges étant améliorés lorsque l'énergie est localisée, cette possibilité peut toujours être avancée pour justifier nos résultats.

## C. Conclusions & perspectives

Les échanges thermiques sont responsables d'une modification de la réponse électrique du matériau supraconducteur. Ce paragraphe traite des conséquences de cet effet et se scinde en deux parties. La première concerne les mesures de caractérisation et la seconde s'attache à décrire les implications sur le dispositif limiteur de courant.

Deev et al. [36] ont déjà montré que la caractérisation d'échantillons supraconducteurs dans l'azote liquide peut être influencé par la rétention de bulles dans les pores du matériau. Une hystérésis de la caractéristique  $U(I)$  est alors observée. Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse montre que les échanges thermiques ne peuvent pas être négligés pour des niveaux de tension relativement modestes ( $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  dans notre cas pour une dynamique de  $100 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Cet aspect mériterait d'être étudié sur des conducteurs moins sensibles aux hétérogénéités. Cette étude permettrait de confirmer ou non que l'énergie générée durant la transition est principalement localisée à la surface du conducteur. Dans le cas d'une confirmation de l'effet cité, on peut prédire que l'effet sera d'autant plus important que la section du conducteur sera faible et que le contact thermique avec l'environnement sera bon. Par contre, plus la transition sera abrupte, moins le mécanisme de transfert thermique aura d'importance.

L'emballlement thermique observé lorsqu'une énergie  $Q_0$  est dissipée provient de la dépréciation de  $J_c$  lorsque la température croît. Cet effet est très important proche de  $T_c$  car le taux d'accroissement relatif  $[(\Delta J_c/J_c) / \Delta T]$  est très important. Il serait intéressant de voir en quelle mesure cet emballlement est susceptible d'intervenir à  $77 \text{ K}$ , température à laquelle  $[(\Delta J_c/J_c) / \Delta T]$  est beaucoup plus faible.

Les caractéristiques  $U(I)$  obtenues par exemple sur des couches minces d'YBCO [31] ou sur des échantillons  $\text{Bi}_{2212}$  frittés prises en sandwich entre des plaques métalliques et composites [37] sont caractérisées par une nette modification du régime d'emballlement (lois de puissances par morceaux). Ces accidents sont parfois justifiés par l'existence d'une transition d'un régime de Flux Creep vers un régime de Flux Flow [37]. Le mécanisme de transfert thermique décrit dans ce paragraphe et appliqué à l'environnement solide de ces matériaux pourrait être responsable de la modification du régime d'emballlement observé sur ces échantillons.

Dans le cadre de la limitation de courant à partir de conducteurs massifs, la dynamique des courants circulants dans un échantillon est très importante et on peut présager que les échanges thermiques latéraux n'ont qu'une faible influence sur le comportement de la transition. Ceci n'est pas évident pour les raisons suivantes :

- Le transfert thermique est régi en régime dynamique par un mécanisme de conduction thermique. Le paragraphe I-B-2 qui décrit ce régime montre que le transfert de chaleur est d'autant meilleur que la dynamique est élevée. On peut présager qu'une très fine couche de matériau supraconducteur sera très bien refroidie ce qui peut complètement modifier la répartition des courants et les pertes au sein du matériau.
- Dans notre cas d'étude, l'énergie dissipée ne semble pas être générée dans la totalité du matériau. Si cette énergie est dissipée à la périphérie du matériau, l'influence des échanges latéraux est d'autant plus significative. Dans le cas d'un court-circuit franc, la pente du courant de transport est plus importante que dans le cas des expériences décrites. Il en résulte une localisation des lignes de courants et des pertes résistives dynamiques bien plus importantes à la périphérie du matériau. Dans ce cas, l'effet des échanges thermiques latéraux peut devenir prépondérant.

## V. Observations sur échantillons de grande section

Ce paragraphe décrit les résultats obtenus sur des échantillons texturés de forte section et à température élevée. Les mécanismes de diffusion magnétique décrits au paragraphe I sont d'autant plus importants et donc d'autant plus facilement mesurables que le conducteur possède de grandes dimensions. L'objectif de cette étude était d'observer, de décrire et finalement d'analyser la diffusion magnétique en champ propre.

Les résultats obtenus sont très étonnants et leurs interprétations ont posé de nombreux problèmes. Le seul mécanisme de diffusion ne peut en effet à lui seul justifier les résultats expérimentaux obtenus. L'analyse n'ayant pas abouti, seules quelques pistes de réflexion sont proposées.

### Descriptif des échantillons étudiés :

Les échantillons étudiés sont des méandres d'YBCO texturés et oxygénés à 420 °C sous une pression d'oxygène de 1 bar. Ces échantillons possèdent une densité importante de failles parallèlement aux plans ab [22].

Les dimensions des échantillons mesurés sont les suivantes :

Nom	Largeur	Dimension suivant l'axe c	Section	Longueur utile entre prises de potentiel	Surface des amenées de courant
GR1	5,9 mm	4,7 mm	27,7 mm <sup>2</sup>	14 mm	2 * 300 mm <sup>2</sup>
GR2	3 mm	7,1 mm	21,3 mm <sup>2</sup>	11,4 mm	2 * 180 mm <sup>2</sup>

### Mesures :

Une rampe de courant est appliquée afin de caractériser la transition de ces échantillons. La température de test est choisie élevée pour éviter les risques de dégradation dues aux points chaud.

Le comportement des deux échantillons est différent mais tout aussi étonnant. En effet, dans les deux cas, la réponse électrique du conducteur subit un accident et la tension mesurée décroît alors que le courant continue à s'élever. Dans le cas de l'échantillon GR1, la tension mesurée décroît de façon douce jusqu'à s'annuler (figure 26) alors que dans le cas de l'échantillon GR2 la tension ne diminue que légèrement mais de manière abrupte (figure 28). Les mesures réalisées sont reproductibles sur chaque échantillon.

### Analyse :

Le fait que la tension diminue alors que le courant continue à croître montre que les lignes de courant ne sont initialement pas réparties de façon uniforme dans la section du conducteur : le champ électrique s'élève donc de façon locale jusqu'à ce qu'une relaxation intervienne dans une partie ou dans la totalité du conducteur encore électriquement vierge. Suite à cette relaxation, les pertes résistives totales diminuent. Ceci est également confirmé par le fait que la tension aux bornes de l'échantillon diminue lorsque le courant est constant (figure 27).

Ce résultat semble à priori très intéressant car la relaxation observée pourrait nous apporter des informations concernant la transition des matériaux massifs. Cependant, cette analyse nécessite de

connaître les conditions initiales à partir desquelles la relaxation intervient (zone où sont concentrées les lignes de courant avant relaxation). La raison pour laquelle les lignes de courant sont initialement localisées dans une seule partie du conducteur reste néanmoins difficile à comprendre :

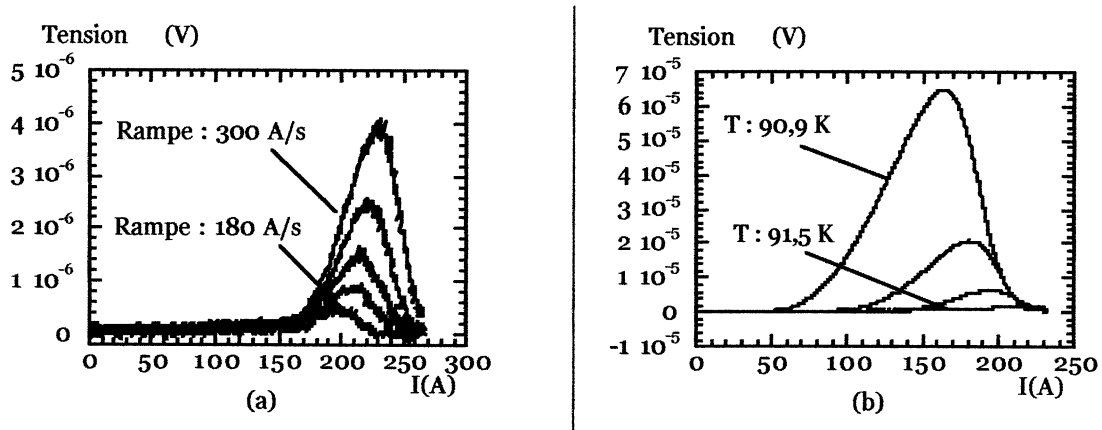
- en effet, même si la densité de failles est plus élevée dans les échantillons de forte section, il est difficile (mais pas impossible) d'imaginer que celles-ci puissent isoler électriquement une partie du conducteur sur toute sa longueur (en multipliant les prises de potentiel, on peut observer que le signal obtenu n'est pas dû à un défaut local et augmente avec la longueur de conducteur).
- la qualité insuffisante de l'état de surface de nos échantillons rend improbable l'existence d'une barrière de surface et ceci bien que ce piégeage soit plus efficace proche de  $T_c$  [38]. Une telle barrière pourrait être responsable d'une rétention transitoire des lignes de flux. La relaxation des vortex lorsque la pression magnétique est trop importante aurait pu justifier la décroissance du champ électrique observée.
- pour une température proche de  $T_c$  le couplage Josephson entre les plans supraconducteurs, responsable de la supraconductivité suivant l'axe  $c$ , est nettement réduit. Certaines expériences ont mis en évidence que ce découplage pouvait être responsable d'un confinement des lignes de courant dans une portion réduite d'un conducteur. Cet effet intervient lorsque le courant doit circuler le long de l'axe  $c$ , c'est-à-dire lorsque les amenées de courant sont fixées sur la surface  $ab$  du conducteur [39]. Cette explication n'est pas retenue pour expliquer les formes d'ondes observées car les amenées de courant utilisées recouvrent deux faces distinctes de l'échantillon (parallèlement et perpendiculairement à l'axe  $c$ ).
- enfin l'échantillon GR2 a été testé dans le vide et le même accident a été observé sur la caractéristique  $U(I)$ . Ce phénomène n'est donc pas lié aux échanges thermiques avec le bain. Par exemple, l'apparition systématique d'une bulle en un lieu privilégié (pore) et sa libération avait été avancé comme pouvant être responsable du phénomène observé.

La raison pour laquelle les lignes de courant sont localisées dans une zone partielle du conducteur est donc mal connue. Une autre approche permettant d'aboutir à une meilleure compréhension du phénomène consiste à s'intéresser aux paramètres responsables de la relaxation. L'analyse des mesures réalisées sur l'échantillon GR1 montre que l'instant pour lequel la tension décroît correspond au moment où une certaine quantité d'énergie est dissipée au niveau des amenées de courant. Tenant compte de cette information, on peut présager que la pénétration du courant au niveau de l'amenée joue un rôle dans le mécanisme observé. Il est possible que l'échauffement du contact argent-YBCO soit responsable d'une modification importante de la pénétration des lignes de courant et de la distribution de celles-ci au sein du matériau massif.

Pour justifier cela, rappelons que dans le cas d'échantillons de section modérée (§ II.C - section :  $4 \text{ mm}^2$  ) les pertes mesurées dans l'YBCO et proche de l'amenée de courant sont plus importantes (figure 18). Une contraction des lignes de courant au voisinage du contact Ag-YBCO permet de justifier ce taux anormal de perte. Deux mécanismes, l'un purement électrocinétique et l'autre se basant sur la diffusion magnétique dans un matériau supraconducteur ont alors été avancés pour expliquer les résultats expérimentaux. Il est à mon avis possible que cet effet soit plus important

pour les échantillons de forte section. En effet, pour des raisons pratiques (il est très difficile d'obtenir des échantillons de forte section et grande longueur), la surface des amenées de courant n'augmente pas proportionnellement avec la section du conducteur. Se faisant, un chauffage excessif et la transition du supraconducteur à l'extrémité de l'amenée pourraient être responsables d'une redistribution du courant dans l'ensemble du conducteur. Par manque d'éléments, ce scénario ne peut être plus amplement détaillé et caractérisé.

En conclusion, l'étude menée n'a pas encore abouti car la qualité du contact argent-YBCO est mal contrôlée et peut être responsable des formes d'ondes observées. La faible diffusion magnétique est néanmoins avancée comme pouvant jouer un rôle important dans ce phénomène.

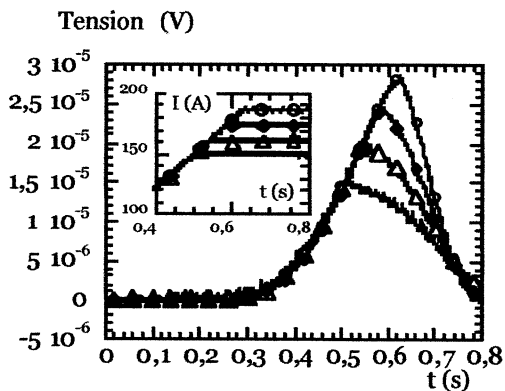


**Figure 26 :** Réponse électrique de l'échantillon GR1 lorsqu'une rampe de courant est appliquée.

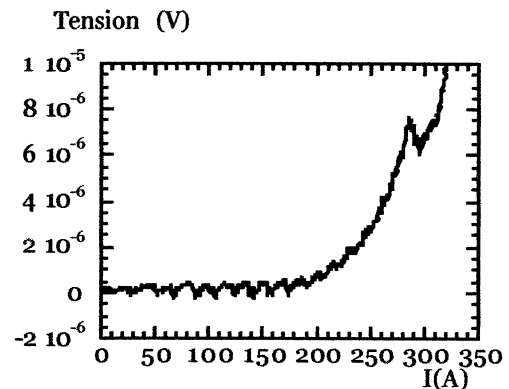
(a) : Température : 91,5 K

Rampe de courant :  $180 \text{ A.s}^{-1}$ ,  $210 \text{ A.s}^{-1}$ ,  $240 \text{ A.s}^{-1}$ ,  $270 \text{ A.s}^{-1}$ ,  $300 \text{ A.s}^{-1}$

(b) : Température : 90,9 K, 91,1 K, 91,3 K, 91,5 K, ; Rampe de courant :  $270 \text{ A.s}^{-1}$



**Figure 27 :** Réponse électrique de l'échantillon GR1 lorsqu'une rampe suivie d'un palier de courant est appliqué. La température d'emploi est 91,2 K. La rampe imposée vaut  $300 \text{ A.s}^{-1}$ . Les paliers choisis sont respectivement 150 A, 162 A, 174 A, 186 A.



**Figure 28 :** Réponse électrique de l'échantillon GR2 lorsqu'une rampe de courant est appliquée. La température d'emploi est 91,2 K. La rampe imposée vaut  $400 \text{ A.s}^{-1}$ .

L'ensemble de ce chapitre a décrit l'environnement magnétique et thermique des échantillons supraconducteurs YBCO texturé durant leurs transitions. La pénétration du courant entre l'argent et le supraconducteur et l'influence de la dynamique du courant et de l'environnement cryogénique sur la transition ont été étudiés et analysés. Rappelons que l'objectif de cette étude était de mieux comprendre et appréhender les mécanismes de transition dans le cas d'échantillons massifs dans le cadre de la limitation de courant.

#### Bibliographie :

- [1] E.H.Brandt ; "Flux diffusion in high-Tc superconductors" ; Zeitschrift fur Physik B ; Condensed Matter 80 (1990), p167
- [2] C.P.Bean ; "Response of high temperature superconductors" ; Superconductivity and applications ; Edité par H.S.Kwok ; Plenum Press, New York, 1990
- [3] A.Gurevich ; "Nonlinear flux diffusion in supercond." ; Int. Journ. Mod. Phys. B ; vol 9 ; N°9 (1995) p1045
- [4] Y.S.Cha ; "Magnetic diffusion in HTc superconductors" ; Physica C 330 (2000), p1
- [5] V.Meerovich, M.Sinder, V.Sokolovsky, S.Goren, G.Jung, G.E.Shter, G.S.Grader ; "Penetration dynamics of a magnetic field pulse into high Tc superconductors" ; Supercond.Sci.Technol. 9 (1996), p1042
- [6] K.Yamafuji, Y.Mawatari ; "Electromagnetic properties of high Tc superconductors : relaxation of magnetisation" ; Cryogenics 1992, Vol 32, N°6, p569
- [7] H.S.Carlsaw, J.C.Jaeger ; "Introduction of heat in solids" ; Oxford University Press 1959
- [8] Y.Zhao, C.H.Cheng, H.Zhang ; "Influence of flux flow on ac loss per cycle in superconductors" ; Solid State Communications 111 (1999) p159
- [9] Blatter ; "Vortices in HTc superconductors" ; Review of Modern Phys. ; 66, 4, p1125
- [10] D.E.Farrel, J.P.Rice, D.M.Ginsberg, J.Z.Liu ; "Experimental evidence of a dimensional crossover in YBCO" ; Phys. Rev. Let. 64 (1990) N°13 p1573
- [11] R.G.Mints ; "Flux creep and flux jumping" ; Phys. Rev. B 53 (1996) N°18 p 12311
- [12] L.Porcar " Elaboration et propriétés physiques des composés YBCO texturés pour la limitation du courant ", 26 Decembre 97 ; Thèses soutenue au sein de l'INPG / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / préparée au laboratoire EPM/MATFORMAG.
- [13] P.Zhang, C.Ren, S.Y.Ding, Q.Ding, F.Y.Lin, Y.H.Zhang, H.Luo, X.X.Yao ; "Effect of electrical field relaxation on V-I curve" ; Supercond.Sci.Technol. 12 (1999) p 571
- [14] S.Y.Ding, C.Ren, X.X.Yao, Y.Sun, H.Zhang ; "Effect of current sweep rate on critical current of superconducting Ag-Bi-2223 tapes" ; Cryogenics, 38 (1998), N°8, p 809
- [15] K.Yamafuji, T.Wakuda, T.Kiss ; "Generalized critical state model in HTc superconductors" ; Cryogenics 37 (1997), p421
- [16] Y.Zhao, Y.Feng, C.H.Cheng, L.Zhou, N.Koshizuka ; " Size effect on frequency dependence of ac losse peak in textured YBCO crystals " ; Physica C (2001), p357
- [17] M.Kida, Y.Kikuchi, O.Takahashi, I.Miichiyoshi ; "Pool Boiling Heat transfert during liquid nitrogen" ; Journal of Nuclear Science and Technology, July 1981, 18 (7), p501
- [18] J.Mosqueira, O.Cabeza, M.X.Francois, C.Torron, F.Vidal ; "Measurements of pooll boiling heat transfert from ceramic YBCO supreconductors to liquid nitrogen " ; Supercond.Sci.Technol., 6 (1993) p584
- [19] Y.U.Kirichenko, S.M.Kozlov, K.V.Rusanov, E.G.Tyurina : "Heat transfer crisis during liquid nitrogen cooling of high Tc superconductors" ; Cryogenics 1991, vol 31, p979



- [20] S.M.Koslov, K.V.Rusanov, E.G.Tyurina, V.I.Dotsenko, I.F.Kislyak ; "Heat transfert during liquid nitrogen boiling at the surface of YBCO composite with various volume Ag contents" ; ICEC Proceeding, Cryogenics 1992, Vol 32, p287
- [21] L.Bewiloga, R.Knorer, G.Wolf ; Cryogenics 6 (1966), p36
- [22] D.Isfort ; "Croissance de grands domaines d'YBCO et limitation de courant" ; 8 Avril 02 ; Mémoire de thèse soutenue au sein de l'Université J.Fourier / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / Laboratoire de cristallographie - CRETA
- [23] A.E.Bergles, M.C.Chyu ; J.Heat Transfert 104, p279
- [24] A.Sakurai ; "Mechanisms of transitions to film boiling at CHF's in subcooled and pressurised liquids due to steady and increasing heat inputs" ; Nuclear Engineering and design 197(2000) p301
- [25] P.J.Giarratano ; "Transient boiling heat transfer from two different heat sources : small diameter wire and thin film flat surface on a quartz substrate" ; Int. J; Heat Mass Tranfer, Vol 27 (1984), N°8, p1311
- [26] V.Drach, J.Fricke ; "Transient heat transfert from smooth surfaces into liquid nitrogen" ; Cryogenics, 36 (1996), p263
- [27] A.Sakurai, M.Shiotsu, K.Hata ; "Boiling heat transfer characteristics for heat inputs with various increasing rates in liquid nitrogen" ; Cryogenics (1992), Vol 32, N°5, p421
- [28] C.H.Cheng, Y.Zhao, H.Zhang ; "Thermal diffusion and ac loss in high-Tc superconductors" ; Physica C 337 (2000) p239
- [29] V.Sokolovsky, V.Meerovich ; "Heating due to AC losses in high-temperature superconductors" ; Physica C 308 (1998) p215
- [30] Y.Kikuchi, T.Hori, I.Michiyoshi ; "Effect of a thin insulating layer on rapid cooldown of metals in liquid nitrogen" ; I.C.E.C. 1982 (KOBE-JAPON) ; p77
- [31] C.Peroz, C.Villard, D.Buzon ; " Transition into dissipative state of superconducting YBCO-Au thin films and Fault Current Limitation : Switching and Recovery properties " ; ICMC - SPA 2002 - Xi'an ; proposé à Physica C
- [32] M.Chen, W.Paul, M.Lakner, L.Donzel, M.Hoidis, P.Unternaehrer, R.Weder, M.Mendik ; "6.4 MVA Resistive Fault Current Limiter Based on Bi-2212 Superconductor" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- August 2001 - Copenhague
- [33] J.G.Noudem, E.S.Reddy, M.Tarka, E.A.Goodilin, M.Noé, M.Zeisberger, G.J.Schmitz ; "Electrical performance of single domain YBCO fabrics" ; Physica C 366 (2002) p93
- [34] J.Maeda, T.Izumi, Y.Shiohara ; "Reaction between YBCO/Ag superconductor and melted silver" ; Supercond.Sci.Tech, 12 (1999), p45
- [35] E.Floch ; "Étude de la limitation de courant - Utilisation de massifs d'YBCO texturés" ; Mémoire de contrat post doctoral réalisé dans le cadre du projet BYFAULT ; partenariat CRTBT-CNRS et Schneider Electric
- [36] V.I.Deev, K.V.Kutsenko, A.A.Lavrukhin, A.O.Komarov, S.A.Voronkov ; "Instability of heat transfer from HTSC-samples to liquid nitrogen" ; Cryogenics 38 (1998) p715
- [37] M.Chen, W.Paul, M.Lakner, L.Donzel, M.Hoidis, P.Unternaehrer, R.Weder, M.Mendik ; "6.4 MVA Resistive Fault Current Limiter Based on Bi-2212 Superconductor" ; 5th european conference on applied superconductivity (EUCAS)- August 2001 - Copenhague
- [38] M.Konczykowski, L.L.Burlachkov, Y.Yeshurun, F.Holtzberg ; "Evidence for surface barriers and their effect on irreversibility and lower-critical-field measurements in YBCO crystals" ; Phys.Rev.B, Vol43, N°16 (1991,) p13707
- [39] E.H.Brandt ; "The flux-line lattice in superconductors" ; Rep. Prog. Phys. 58 (1995), p1465, Paragraphe 6 (Article récapitulatif des différentes publications traitant du problème)



# Chapitre VI

---

## Démonstrateur 1 kV / 100 A

Un dispositif destiné à la limitation des courants de défaut serait utile pour les réseaux de distribution électrique c'est-à-dire dans les gammes de la haute tension (HTA - HTB). Les essais préliminaires réalisés sur des conducteurs de longueur centimétrique ont montré que l'YBCO sous une forme texturée mono domaine a un réel potentiel pour la limitation de courant. Même si le concept de limitation de courant par transition d'un matériau supraconducteur est a priori indépendant de la gamme de puissance de court-circuit visée, il est nécessaire de vérifier que l'utilisation d'un dispositif de longueur et tension élevées ne fait pas apparaître de problèmes supplémentaires. C'est à ces fins que plusieurs démonstrateurs de tension conséquente, représentatifs d'un dispositif haute tension ont été réalisés dans le cadre du projet européen B.Y.F.A.U.L.T. L'objectif de ce chapitre est en premier lieu de présenter d'une part les différents acteurs et d'autre part les différents dispositifs élaborés dans le cadre de ce projet européen. Le démonstrateur plan ab sur lequel je me suis plus particulièrement investi ainsi que les résultats obtenus sont ensuite présentés. Enfin une analyse des détériorations observées et des contraintes thermomécaniques imposées aux échantillons supraconducteurs est proposée.

### **I. Contexte de l'étude : Le projet Européen BYFAULT**

Le projet européen B.Y.F.A.U.L.T. (**B**ulk **Y**BCO **H**igh **V**oltage **F**ault **C**urrent **L**imi**T**er) initié en 1998 était un projet visant à développer le matériau YBCO sous une forme massive et texturée en vue de la limitation de courant de défaut. Ce projet était avant tout un projet de développement du matériau et devait, à terme (2002), conduire à la réalisation d'un dispositif industriel (triphase ; Puissance du réseau visé : 17 MVA ; Tension : 25 kV ; Courant assigné : 400 A). Afin de montrer la faisabilité d'un tel dispositif deux dispositifs de puissance intermédiaire devaient être construits et testés avant Juin 1999.

Les différents acteurs de ce projet étaient :

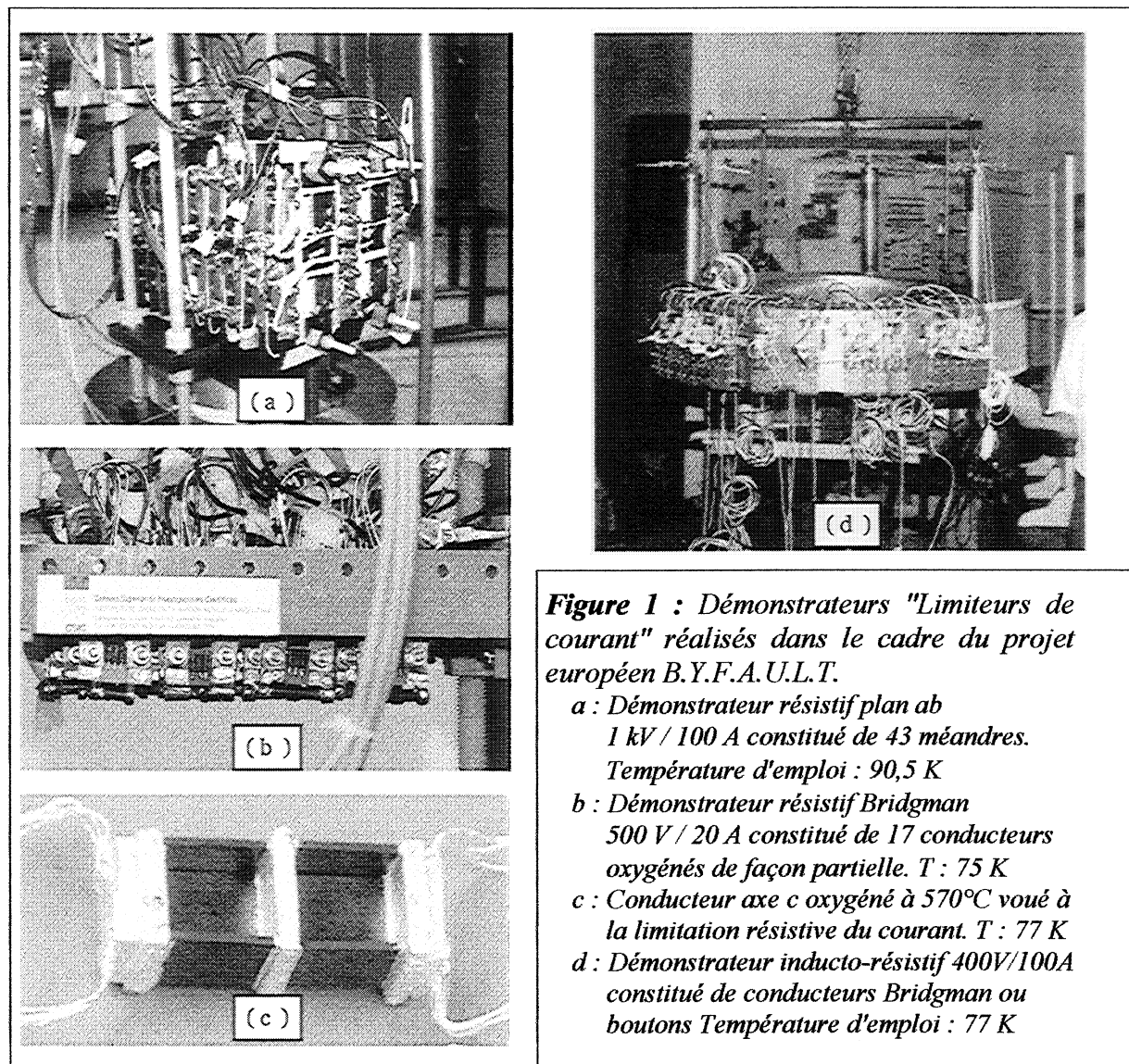
Dans le domaine de la recherche :

- Pour le développement du matériau : CNRS\_CRETA (France), ICMAB (Espagne), KFK (Allemagne)
- Pour la caractérisation électrique du matériau, l'étude de la transition, des pertes et de la récupération et enfin l'élaboration d'un modèle destiné à prévoir le comportement du limiteur inséré dans un réseau de distribution : ICMAB (Espagne), CNRS-LEG (France), Univ. de Mondragon (Espagne)

Ces différents acteurs ont entre autres pris en charge la réalisation des différents démonstrateurs.

Dans le domaine du développement industriel (Réalisation du prototype triphasé 17 MVA) :

- Pour la fabrication du matériau : HITEC (Allemagne), DIOPMA (Espagne)
- Pour la conception et la réalisation du dispositif : Schneider Electric (France), ANTEC (Espagne)
- Pour la réalisation de tests sur un réseau électrique : Red Electrica, IBERDROLA (Espagne)



Dans le cadre de ce projet de recherche plusieurs voies ont été explorées et ont mené à l'élaboration de démonstrateurs plus ou moins aboutis.

La composante espagnole de ce projet s'est initialement orientée vers le développement et l'utilisation de conducteurs Bridgman et boutons. Ceux-ci sont des mono domaines de petite taille. À 77 K, ces conducteurs possèdent un courant critique très élevé (Courant d'emballage  $I_q \approx 2000$  A) alors que la tension applicable sur chaque conducteur reste limité à quelques volts voir quelques dizaines de volts. Rappelons ici que les contraintes imposées par un réseau électrique sont plutôt inverses, c'est-à-dire courant modéré et tension élevée. Suite à ce constat, le concept de limiteur hybride a été développé et permet de mieux utiliser les caractéristiques intrinsèques des conducteurs [1]. Dans ce dispositif, les éléments supraconducteurs sont insérés en parallèle au secondaire d'un transformateur abaisseur de tension (figure 1-d). Les tests réalisés sur un démonstrateur 400 V / 100 A [2] ont montré la robustesse de cette solution. Un courant de défaut maximum de 5400 A a ainsi été limité à 400 A alors que l'impédance totale du dispositif passait de 60 m $\Omega$  avant défaut à 0,9  $\Omega$  après défaut [3]. Un autre avantage notable provient de la possibilité d'utiliser une cryogénie à l'azote liquide à pression atmosphérique. Cette solution reste néanmoins très volumineuse et n'utilise qu'une faible partie du potentiel de limitation du conducteur (la transition intervient au contact et non au cœur du conducteur). Les conducteurs de type bouton apparaissent donc mieux adaptés au limiteur hybride. Une étude visant à améliorer le contact électrique métal-YBCO et à déprécier les caractéristiques du conducteur YBCO par dopage est actuellement menée par ce groupe et semble prometteuse à moyen terme [4]. Parallèlement à cette étude, notre groupe s'est attaché à la réalisation d'un appareillage utilisant des méandres plans ab (figure 1-a) qui fera l'objet d'une caractérisation détaillée dans le prochain paragraphe [5].

Suite aux résultats obtenus à partir de ces deux études, il a été décidé qu'un travail supplémentaire d'exploration scientifique devait être mené. Un démonstrateur purement résistif composé de conducteurs Bridgman a ainsi été monté et testé sous azote pressurisé (figure 1-b). L'utilisation de barreaux Bridgman ne s'est pas avérée plus intéressante que les méandres plan ab et un taux de dégradation relativement élevé a été atteint durant les essais de limitation. La robustesse obtenue sur le démonstrateur hybride est donc principalement due à un allègement des contraintes infligées au matériau plutôt qu'à une meilleure tenue mécanique des éléments Bridgman. En particulier, on peut remarquer que les conducteurs utilisés transitent initialement au contact Argent-YBCO et que le refroidissement de ces contacts est nettement favorisé par l'utilisation d'amenées métalliques massives dans le cas du limiteur inducto-résistif.

Le CNRS CRETA s'est orienté sur la possibilité de réaliser des conducteurs axe c (figure 1-c). Bien que le volume nécessaire soit identique (Chapitre I ; § III - B), cette solution possède l'avantage de simplifier énormément l'assemblage du dispositif. Les conducteurs obtenus seraient de section plus importante mais de longueur moindre. La résistivité suivant l'axe c est 300 à 500 fois plus importante suivant l'axe c et les champ électriques atteints sont 17 à 22 fois plus élevés. Le nombre de conducteurs

à associer en série pour réaliser un dispositif industriel serait alors nettement réduit. Parallèlement à ceci, une étude concernant une dépréciation des caractéristiques supraconductrices par oxygénation partielle a été menée et permet l'obtention de conducteurs moins fragiles et utilisables à l'azote liquide [6]. Des conducteurs de ce type ont été réalisés mais ceux ci n'ont pas pu être associés en série. La réalisation de conducteurs axe c de longueur centimétrique et suffisamment homogènes pour être auto-protégés semble encore problématique et n'est pas maîtrisée à ce jour.

## II. Caractéristiques techniques du limiteur plan ab

### A. Matériau supraconducteur

Afin de réaliser le démonstrateur 1 kV / 100 A, 25 pastilles de diamètre 50 mm et d'épaisseur 2,5 cm ont été synthétisées au CNRS-CRETA. Ces pastilles ont été débitées en tranches de environ 2 mm d'épaisseur et ont permis de constituer 80 méandres (soit en moyenne 3,2 méandres par pastille). Parmi ces échantillons, une partie a été réservée à la caractérisation du matériau et 43 méandres ont finalement été sélectionnés pour constituer le démonstrateur.

La résistivité moyenne à 300 K des conducteurs utilisés pour le démonstrateur vaut  $4,5 \mu\Omega.m$  avec une distorsion pouvant atteindre 40 %. La section moyenne du supraconducteur est égale à  $4,9 \text{ mm}^2$  et varie au maximum de plus ou moins 12 % autour de cette valeur.

Afin de déterminer approximativement la longueur utile de matériau, appliquons les résultats permettant le dimensionnement d'un limiteur résistif (chapitre I - relation 7) :

$$\text{Vol}_{\min} = \frac{V \cdot I_L \cdot \Delta t}{C_p^{\text{moy}} \cdot \Delta T_{\max}}$$

Pour un défaut d'une durée de 20 ms et pour un échauffement toléré par le matériau de 100 K, le volume utile nécessaire est égal à  $4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ . Dans le cas de notre application et en supposant le supraconducteur homogène en résistivité, on obtient un volume minimal nécessaire de  $18 \text{ cm}^3$ .

La résistivité du matériau pouvant varier de 40 % par rapport à la résistivité moyenne, la puissance évacuée localement peut être majorée d'une même valeur (même courant  $I_L$ , champ électrique multiplié par un facteur 1,4). Dans le cas d'une transition homogène, la température locale du conducteur est susceptible de s'élever de 140 K. Une majoration du volume de matériau utilisé permet de diminuer cet échauffement local.

La longueur utile moyenne de chaque conducteur, c'est-à-dire la longueur de supraconducteur non recouvert d'argent et de section voisine de  $4,9 \text{ mm}^2$  (exclusion des virages) atteint 215 mm. Le dispositif total possède finalement une longueur utile de 9 m. Le volume utile du dispositif vaut donc  $44 \text{ cm}^3$ . On peut donc conclure que l'échauffement moyen du dispositif ne dépassera pas 60 K dans le cas de notre démonstrateur. Notons que ce volume utile ne correspond qu'à une faible proportion du matériau synthétisé pour le démonstrateur ( $\approx 6 \%$ ) mais aussi que ce rendement pourrait être nettement amélioré. En effet, d'une part, une augmentation du nombre utile de plaque par pastille

peut facilement être envisagé dans le cas d'une maîtrise technologique industrielle. D'autre part, l'utilisation de pastilles de diamètre plus important permettrait de diminuer la proportion de volume perdu dans les amenées de courant et dans les virages.

#### Maintien mécanique :

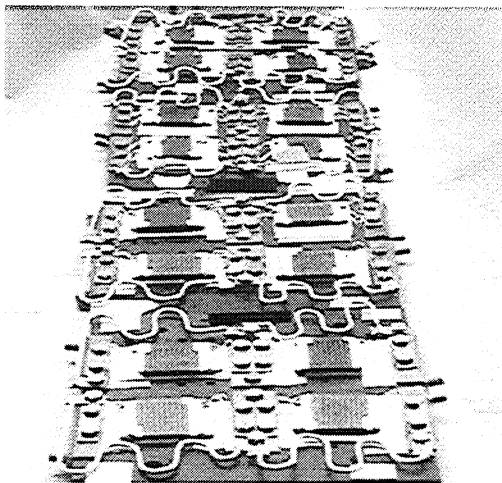
Une étude expérimentale a été menée afin de déterminer si un maintien mécanique du conducteur pouvait consolider le matériau supraconducteur. Différentes configurations ont été envisagées :

- Collage total sur plaque d'alumine à l'aide de colle photosensible
- Collage partiel au niveau des virages sur languettes d'YBCO à l'aide de différents moyens :  
Colle Ecobond [7], graisse Apiezon N [8], Colle à base d'argent E204 [9], Colle Stycast 2850FT
- Méandre totalement libre

Excepté la colle Ecobond qui, par dilatation différentielle, engendre des contraintes mécaniques importantes durant la mise en froid et dégrade le matériau, les autres solutions se sont avérées équivalentes. Finalement, un collage partiel à base de colle Stycast sur languette YBCO a été choisi pour le démonstrateur (Chapitre III, figure 9 - a). Si le renforcement mécanique obtenu n'améliore pas les performances du matériau, il le rend néanmoins plus robuste vis-à-vis des manipulations ultérieures.

## **B. Caractéristiques de l'assemblage des conducteurs et du cryostat**

Les échantillons sont installés par 4 sur chaque plaque support (figure 2). Un shunt électrique en acier est fixé parallèlement à chaque échantillon. La principale raison d'être de cette résistance est de rendre plus facile les tests réalisés sur le limiteur de courant. En effet, tous les échantillons supraconducteurs sont placés en série durant les tests et, en l'absence de ces résistances, un réchauffement de l'ensemble du dispositif aurait été nécessaire chaque fois qu'un élément aurait été brisé. Cette opération est compliquée et peut s'avérer à terme dangereuse pour le matériau. En effet, la condensation d'eau dans les irrégularités d'un conducteur YBCO lorsqu'il est sorti de l'azote peut, si le matériau est replongé sans précaution dans le liquide cryogénique, être responsable de sa détérioration.



**Figure 2 :** Méandres d'YBCO plan ab produits au CNRS-CRETA et destinés au démonstrateur 1kV/100A. Les échantillons sont montés par 4 sur chaque porte échantillon. Un shunt résistif en acier inoxydable est connecté en parallèle de chaque échantillon.

### Shunt électrique placé en parallèle :

La valeur de la résistance placée en parallèle a été fixée à environ 40 % de la résistance de chaque méandre à température ambiante. Ainsi, on peut estimer que la moitié du courant sera dérivé dans le shunt électrique lorsque la température moyenne du méandre sera de 130 K. Le fait de fixer  $R_{n\ YBCO}/R_{//}$  constant rend plus facile l'analyse des résultats obtenus. Par contre, ce choix n'est sans doute pas le plus astucieux en vue de la réalisation d'un limiteur de courant :

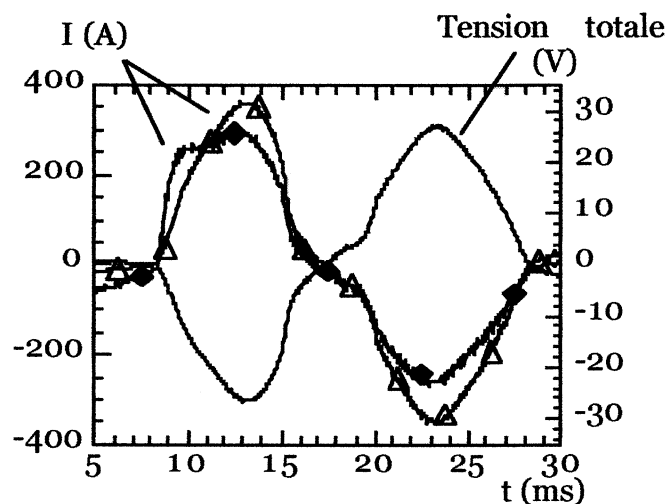
L'adjonction d'une résistance parallèle ne permet pas d'améliorer le dimensionnement du dispositif. En effet, le cahier des charges du limiteur de courant ( $U_{réseau}$ ,  $I_{limité}$ , Temps du défaut) détermine entièrement le volume de matériau supraconducteur nécessaire. Par contre, l'ajout de cette résistance pourrait être utilisé pour homogénéiser les contraintes thermiques imposées à chaque conducteur et dues à la variation de la résistivité du matériau (analogie avec les banc de capacités utilisés pour homogénéiser les contraintes en tension sur les assemblages série d'interrupteurs semi-conducteurs). Pour se faire, il faudrait fixer une résistance  $R_{//}$  d'autant plus faible que la résistance du conducteur YBCO à l'état normal est importante. Ainsi, une proportion plus importante de courant serait déviée dans  $R_{//}$  pour les échantillons ayant une résistivité  $\rho_n$  élevée. Pour obtenir les mêmes contraintes thermiques moyennes sur chaque conducteur, à condition que la transition intervienne au même instant (même  $I_c$ ), la résistance  $R_{//}$  à utiliser pour chaque conducteur est donnée par la relation suivante :

$$R_{//} = R_{YBCO} \cdot \frac{\frac{E_{YBCO}}{\Delta t} + L \cdot \sqrt{\frac{R_{YBCO} \cdot E_{YBCO}}{\Delta t}}}{R_{YBCO} \cdot I_L^2 - \frac{E_{YBCO}}{\Delta t}} \quad (1)$$

Où  $R_{YBCO}$  représente la résistance du supraconducteur à l'état normal,  $E_{YBCO}$  l'énergie tolérée par le matériau,  $\Delta t$  la durée du défaut et  $I_L$  le courant efficace de ligne lorsque le limiteur est dans l'état normal. Ce résultat ne tient pas compte de l'évolution de la résistance du conducteur en fonction de sa température. La principale leçon de ceci est que les hétérogénéités en résistivité entre les différents éléments d'un limiteur ne sont pas problématiques et ceci grâce à l'utilisation d'une résistance  $R_{//}$  adaptée.

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser les tests sur le démonstrateur n'était pas illimité en termes de quantité de signaux pouvant être enregistrés. La répartition des courants entre le méandre YBCO et son shunt n'a donc pas été mesurée lors des essais sur le démonstrateur. Par contre cette mesure a été faite ultérieurement sur un échantillon issu du démonstrateur (figure 3), à une même température et pour diverses puissances de court-circuit.





**Figure 3 :** Étude de la répartition du courant entre le méandre supraconducteur et la résistance électrique placée en parallèle  $R_{//}$ . Avant transition, une partie dérisoire du courant circule dans la résistance  $R_{//}$  ( $< 3\%$ ). Lorsque le méandre est dans son état normal, environ 60 % du courant total est dévié dans  $R_{//}$ .

Méandre étudié : M1hP1 (issu du démonstrateur 1 kV / 100 A). Longueur utile de conducteur : 220 mm.

Conditions de l'essai similaires à celles du démonstrateur :  $T_{\text{bain}} = 90,5\text{ K}$  ; Champ électrique moyen 20 % plus grand que celui imposé au démonstrateur.

◆ : Courant circulant dans l'YBCO ; Δ : Courant circulant dans  $R_{//}$

On observe que environ 60 % du courant est dévié dans la résistance  $R_{//}$  une fois que la transition de l'échantillon étudié est intervenue. En régime permanent, on peut remarquer qu'une très légère proportion du courant circule dans  $R_{//}$ . Cette répartition a principalement pour origine l'existence d'une résistance de contact Argent-YBCO non nulle.

#### Cryostat :

Le schéma de principe du cryostat réalisé pour le démonstrateur plan ab est le même que celui utilisé antérieurement pour la caractérisation du matériau YBCO (cf. Chapitre II) et quasiment seules ses dimensions varient. Le dispositif construit par les services techniques du CNRS-CRTBT peut être utilisé sous azote pressurisé ( $P_{\text{max}} \approx 8$  bars) et est caractérisé par un volume important (rayon intérieur : 380 mm ; hauteur : 1,5 m). La forte profondeur du dispositif permet d'améliorer nettement son autonomie ( $> 1$  jour). Du point de vue électrique, le cryostat possède 6 amenées de courant et 18 potentiels électriques peuvent être observés.

Afin de minimiser les gradients thermiques du bain d'azote, les échantillons sont confinés dans une zone réduite suivant la direction verticale. Les échantillons sont positionnés dans le cryostat de telle manière que la plus grande surface d'échange (plan ab) soit parallèle à l'axe vertical. Cette configuration permet d'éviter la stagnation d'azote gazeux plaqué sur l'échantillon par gravité.

Vu le niveau de tension envisagé (1 kV), des précautions d'ordre diélectrique ont été prises pour la réalisation de ce dispositif.

Vis-à-vis des prises de potentiel, l'utilisation de fil émaillé a été exclue. En effet, même lorsque ce fil est de très bonne qualité (grad 3) la tenue diélectrique de ce dernier n'est garantie que jusqu'à 500 V. L'utilisation de fil Tefzel de diamètre 8/10, dont le revêtement, constitué de téflon assure une tenue diélectrique jusqu'à 5 kV a été retenu.

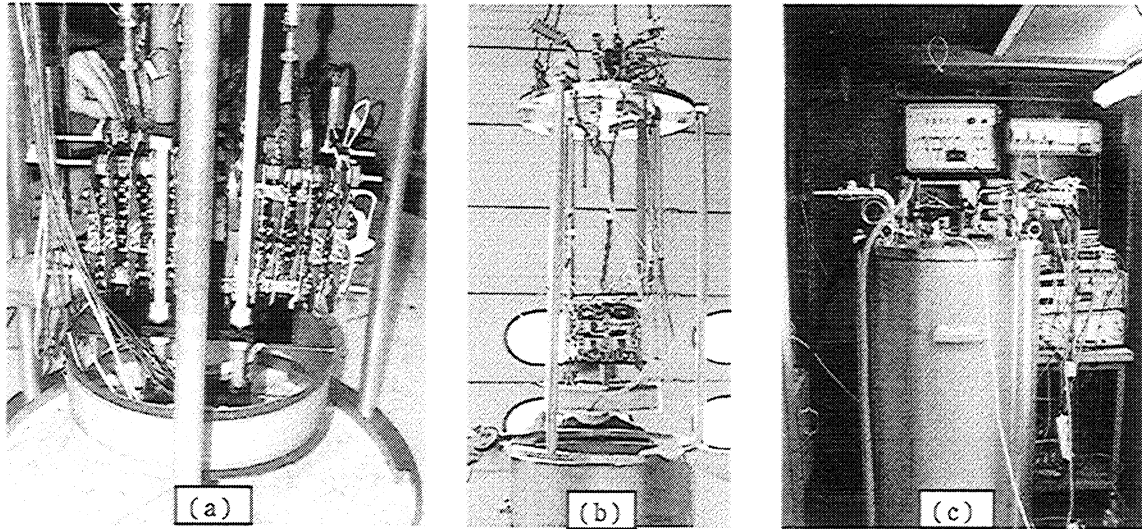
La tenue diélectrique de l'azote liquide n'est pas illimitée et nous avons cherché des informations concernant celle-ci. L'ensemble des informations résumées ici proviennent de J. E. Frayssines qui a soutenu sa thèse sur ce thème au sein du laboratoire CNRS-LEMD [10]. La tenue diélectrique d'un liquide est très difficile à étudier car elle dépend énormément de la géométrie des surfaces entre lesquelles le champ électrique est imposé. En particulier, les angles vifs sont à proscrire car la tenue diélectrique s'effondre par effet de pointe. Dans ce cas, notons que la tenue diélectrique n'est que très légèrement améliorée si on éloigne physiquement les conducteurs portés à des potentiels différents. Le fait d'utiliser l'azote liquide sous pression et à saturation ne dégrade pas la tenue diélectrique du liquide. Par contre, la présence de bulles ou d'impuretés (glace) est particulièrement néfaste et un arc électrique peut être favorisé pour des champs électriques bien inférieurs au champ électrique critique de l'azote liquide et de l'azote gazeux.

Dans le cas du dispositif étudié, la présence de bulles et les angles vifs du matériau supraconducteur dégradent de façon catastrophique la tenue diélectrique de l'azote liquide. Heureusement les tensions de claquage de l'azote restent importantes (40 kV pour 1 cm dans un problème plan-pointe, en absence de bulles) et ne doivent pas être problématique pour notre démonstrateur 1 kV. Il est néanmoins évident que ces problèmes devraient être pris en considération dans le cas d'un limiteur haute tension et qu'une étude plus poussée devrait être menée.

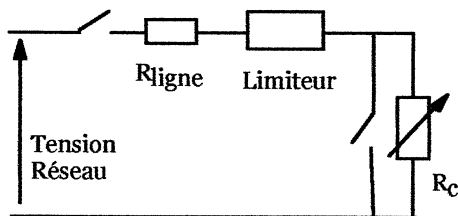
### **III. Résultats**

#### **A. Limitation de courant de défaut**

Des tests de présélection des échantillons ont été menés au sein du CNRS. Constitués d'une vingtaine d'échantillons, ces tests ont permis la réalisation de plusieurs démonstrateurs 500 V. Le montage du démonstrateur et la campagne de test ont ensuite été menés dans les locaux de la société Schneider Electric [11] (figure 4). Le banc d'essai utilisé permet d'étudier le comportement du démonstrateur lorsqu'il est inséré dans un réseau de tension crête 1024 V. Le courant de défaut du circuit atteint 11,4 kA crête (figure 5). Grâce à la commande des deux interrupteurs, le régime assigné est imposé durant 40 ms suite auquel un défaut franc est appliqué durant 20 ms. Le courant assigné du circuit vaut 70 A efficace.



**Figure 4 :** Tests électriques sous 1 kV ; L'ensemble des 43 méandres sont installés en position verticale sur le porte échantillon lui même fixé à la bride du cryostat (a). L'ensemble est ensuite inséré dans le cryostat (b). Le cryostat est placé dans une chambre de test moyenne tension (Schneider Electric) pour l'étude du comportement du démonstrateur (c)

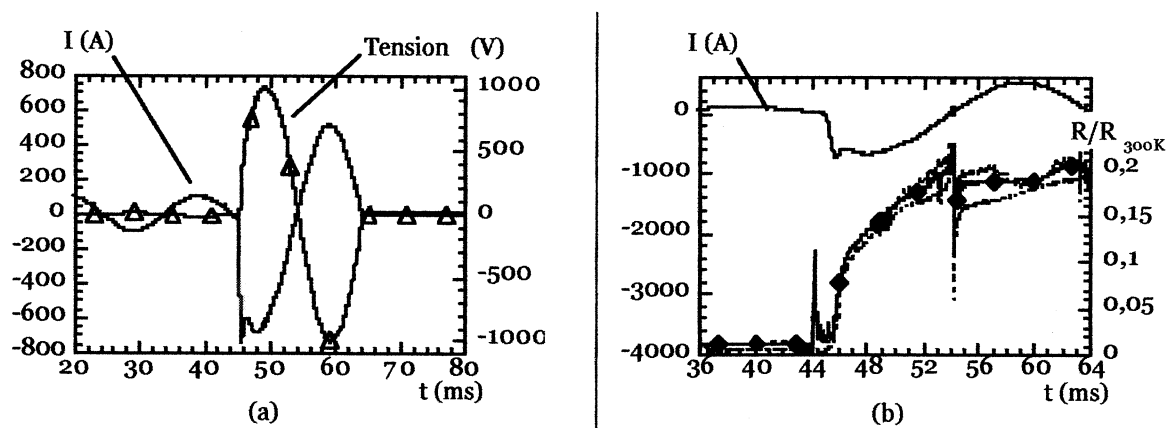


**Figure 5 :** Schéma électrique de la station utilisée pour tester le démonstrateur plan ab :  
 Tension Réseau :  $V_{max} = 1024 V$   
 $R_{ligne} : 90 m\Omega$  ;  $R_c : 10 \Omega$

Les caractéristiques électriques du démonstrateur ont été mesurées à 77 K. L'impédance totale du dispositif à cette température atteint 18,4 m $\Omega$  (dont 9,6 m $\Omega$  pour les connexions entre méandres et 8,8 m $\Omega$  pour les amenées de courant en laiton). L'inductance du limiteur est inférieure à 4  $\mu$ H.

Afin de minimiser les contraintes locales imposées au matériau, la température d'emploi du dispositif a été fixée à 90,5 K. À cette température, le courant critique vaut en moyenne 150 A. Le courant assigné du réseau électrique réalisé est donc approximativement égal à  $0,5 * I_c$ .

Durant la mise à froid, un échantillon s'est détérioré. Le courant crête de défaut du circuit de test est donc de ce fait passé de 11,4 à 6,5 kA. Suite au défaut franc appliqué au circuit, la transition du prototype a permis de limiter un courant de défaut estimé à 6500 A à seulement 760 A (figure 6). La résistance totale du dispositif s'est élevée à 20 % de sa résistance à température ambiante. En tenant compte de l'existence de  $R_{//}$ , il est possible d'estimer que la température du dispositif s'est en moyenne élevée de 50 K. Cette grandeur est cohérente avec celle issue du calcul de l'énergie dissipée durant les 20 ms du défaut électrique. Certaines tensions partielles du dispositif ont été mesurées. L'évolution de la résistance relative de chaque portion montre que le comportement d'un faible nombre d'échantillon (8 échantillons) est représentatif du dispositif total puisque les caractéristiques  $R/R_{300K}(t)$  sont quasiment confondues (figure 6-b). À l'issue de cet essai, 11 échantillons ont été détériorés (25 %).



**Figure 6 :** Formes d'ondes obtenues sur le démonstrateur plan ab. Le dispositif a supporté une tension de 1000 V et a limité un courant de défaut de 6500 A à une valeur de 760 A (a). En observant la grandeur  $R/R_{300K}$  (b) du dispositif total (♦) et partiel sur deux ensembles de 8 échantillons (-) on remarque que la transition d'un nombre limité d'échantillons est représentative du dispositif total.

L'existence de 6 amenées de courant a permis d'isoler la majorité des échantillons détériorés. Un dispositif de longueur utile 5,7 m (volume 27,9 cm<sup>3</sup>) était alors encore disponible. La détérioration de 11 échantillons pouvant être due à la faiblesse de ces échantillons et afin de vérifier que les autres échantillons acceptent de façon reproductible les contraintes imposées, il a été décidé de renouveler le même essai électrique. Remarquons que le volume utile du dispositif est plus faible et donc que les contraintes thermiques étaient donc déjà amplifiées. Le courant a été limité à 860 A, la différence par rapport au premier essai provenant de la plus faible longueur utile du dispositif. Malheureusement, la coupure du circuit au bout de 20 ms a échoué et un court-circuit de 30 ms a finalement été imposé. Il résulte de l'ensemble de ces considérations que l'élévation de température moyenne du matériau a été bien plus importante (estimée à plus de 150 K). En tenant compte des disparités de résistivités et de courant critique, cette élévation de température moyenne laisse présager que la température locale de certains conducteurs a été bien plus élevée. Cet essai a été trop contraignant et 70 % des échantillons ont été détruits.

Les conclusions relatives au démonstrateur sont donc mitigées. La limitation d'un courant de défaut a été efficace. De plus il a été montré que des essais menés sur un nombre limité de conducteurs étaient représentatifs du comportement du démonstrateur total. Le taux de destruction est important. Compte tenu du trop faible nombre d'essais réalisés, les conclusions quantitatives quant à l'amélioration ou la détérioration du comportement du dispositif en fonction de sa puissance sont difficiles à tirer. Remarquons néanmoins que le courant de défaut imposé durant les essais de présélection ( $I_{CC_{MAX}} < 3000 \text{ A}$ ) était nettement inférieur à celui imposé durant le premier test du démonstrateur ( $I_{CC_{MAX}} \approx 6500 \text{ A}$ ). À partir des résultats de modélisation obtenus au Chapitre IV (§ III) on pouvait présager que les contraintes locales imposées au dispositif seraient moins importantes pour le démonstrateur 1 kV. Suite aux essais de caractérisation et aux essais menés sur ce démonstrateur, il apparaît que l'homogénéité du supraconducteur doit être nettement améliorée pour qu'un dispositif industriel puisse être envisagé.

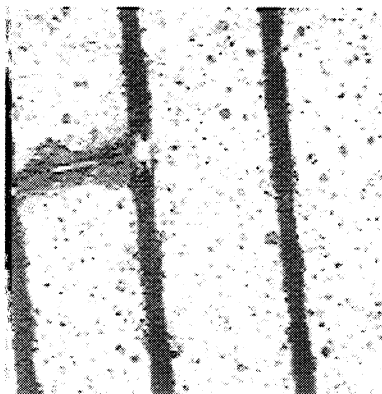
## **B. Analyse de la détérioration obtenue sur certains échantillons**

Une dégradation du matériau est observée lorsque les contraintes appliquées deviennent importantes. L'origine de cette dégradation doit être analysée afin de rendre possible une amélioration des caractéristiques du matériau YBCO texturé. Bien que le sujet soit encore l'objet de discussions, je me propose de résumer les différents points sur lesquels notre approche a abouti ou progressé.

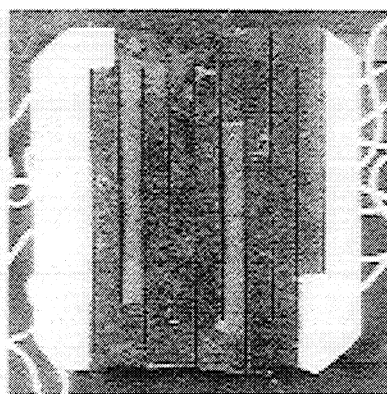
Dans un premier lieu, décrivons la nature des dégradations susceptibles d'intervenir sur ces conducteurs.

- L'existence d'un défaut dans la section du conducteur est responsable d'un échauffement localisé important du conducteur. Cette élévation de température peut à l'extrême faire fondre localement le matériau et modifier sa structure (figure 7). L'amélioration de la qualité des échantillons synthétisés au sein du CNRS-CRETA et la dépréciation du courant d'emballage ( $T_{\text{bain}}$  proche de  $T_c$ ) a permis de diminuer les risques de destruction locale et de rendre envisageable l'utilisation de l'YBCO texturé pour l'application support.
- Une détérioration de toute autre nature a été observée. Suite à un échauffement moyen important du matériau, les conducteurs ont tendance à se cliver suivant les plans ab. De fines plaquettes plan ab de longueur centimétrique se détachent alors du conducteur massif (figure 8).

Le problème des brûlures locales est directement lié à la qualité du conducteur et seul un travail sur le procédé de synthèse pourrait permettre de choisir une température de fonctionnement plus éloignée de  $T_c$ . La détérioration caractérisée par un effeuillement de plaquettes plan ab est plus complexe à justifier et de nombreux scénarios ont été avancés par les différents acteurs du projet BYFAULT. Je me propose de résumer par la suite les principaux mécanismes envisagés et susceptibles de causer l'effet observé. Rappelons que le matériau étudié est fragile et cette fragilité est accrue lorsque la contrainte est appliquée le long des plans ab [12]. La contrainte maximale supportée par un échantillon varie de 12 à 20 MPa après le traitement d'oxygénation classique (cf. Chapitre I).



**Figure 7 :** Brûlure localisée due à une hétérogénéité du matériau et à l'apparition d'un point chaud.



**Figure 8 :** Méandre plan ab issu du démonstrateur 1kV/100A et ayant été détérioré durant les test de limitation de courant de défaut. Sur deux languettes (zones claires) le matériau s'est scindé parallèlement aux plans ab du conducteur et une partie du matériau a disparu.

\* Contraintes électrodynamiques :

Dans le cas d'un méandre, les languettes successives sont parcourues par un courant identique mais de direction opposée. Il résulte de cette configuration une force d'attraction entre chaque languette qui en première approximation peut être estimée par la relation (2).

$$F = \frac{\mu_0 \cdot L}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot I^2 \quad (2)$$

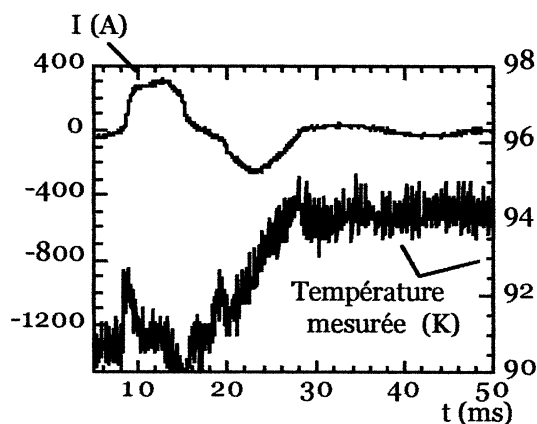
Où  $d$  représente la distance entre les axes de chaque languette et  $L$  la longueur de chaque conducteur. Si on applique ce résultat à un méandre de section  $4,9 \text{ mm}^2$  ( $d = 2,7 \text{ mm}$  ;  $L = 14 \text{ mm}$ ), on obtient un effort inférieur à  $2 \text{ N}$  lorsqu'un défaut franc intervient dans un réseau électrique ( $I = 1400 \text{ A}$ ). Cet effort correspond à une contrainte maximale de  $0,4 \text{ MPa}$ . La contrainte électrodynamique ne peut donc à elle seule justifier la détérioration de notre conducteur lorsqu'un défaut électrique apparaît.

Cette conclusion a été validée de façon expérimentale. À  $77 \text{ K}$  et pour des conditions de courant similaires ( $1000 \text{ A} < I < 2000 \text{ A}$ ) les méandres texturés ne transitent pas alors que les contraintes électrodynamiques sont similaires à celles obtenues durant un essai de limitation. Des essais successifs réalisés dans ces conditions ont montré que le matériau accepte sans détérioration de telles contraintes.

\* Contraintes thermomécaniques associées à la différence de dilatation du conducteur utile vis-à-vis des zones restant froides :

Les méandres plan ab étudiés sont constitués de zones dites "utiles" qui participent à la limitation du courant et de zones nommées "passives" pour lesquelles la densité de courant est bien plus faible (Amenée de courant, Virage). Le mécanisme de pénétration du courant au niveau des amenées a été détaillé dans le chapitre précédent et montre que le courant pénètre majoritairement dans l'YBCO sur une longueur millimétrique  $\lambda_{TR}$ . Suite à un défaut électrique, la faible densité de courant dans l'amenée et la bonne évacuation de la chaleur réalisée par le dépôt d'argent permet d'affirmer que la température moyenne de l'amenée sera bien plus faible que celle du conducteur utile.

La distribution du courant dans un virage n'est à priori pas triviale. Sur des couches minces d'YBCO, certaines expériences de magnéto-optiques tendent à montrer que la répartition du courant au niveau d'un virage est qualitativement en accord avec celle obtenue dans un conducteur conventionnel [13]. Les lignes de courant sont quasi parallèles aux parois du conducteur, il n'y a pas de concentration des lignes de courant à l'intérieur ou à l'extérieur du virage. Le contrôle de la section du conducteur dans le virage étant très difficile à réaliser sur des matériaux massifs, il a été choisi d'augmenter nettement la section au niveau des virages. La densité de courant étant bien plus faible dans les virages, leur élévation de température va être moindre en présence d'un défaut électrique (figure 9).



**Figure 9 :** *Mesure directe de la température d'un virage de l'échantillon M1hP1 issu du démonstrateur 1kV/100A. La mesure est obtenue à partir d'une sonde platine PT100 de classe B collée à la surface de l'échantillon. Une modélisation numérique réalisée à partir du logiciel Flux 2D et tenant compte du volume de la sonde permet d'évaluer l'échauffement du virage sans sonde de mesure :  $9\text{ K} \pm 2\text{ K}$ . L'échauffement moyen du conducteur est estimé à  $50\text{ K} \pm 5\text{ K}$ . Conditions de l'essai similaires à celles du démonstrateur :  $T_{\text{bain}} = 90,5\text{ K}$*

Ainsi, sachant que la conductivité thermique de l'YBCO est très mauvaise, l'échauffement du matériau est très inégal selon les portions du conducteur étudié. Il en résulte des dilatations différentielles du matériau et donc des contraintes mécaniques importantes. Une fissuration du conducteur suivant les plans ab est susceptible d'intervenir. Cette direction constitue en effet un lien mécanique faible du matériau. Ces contraintes sont très difficiles à quantifier car la géométrie de nos conducteurs est complexe et le matériau utilisé très anisotrope.

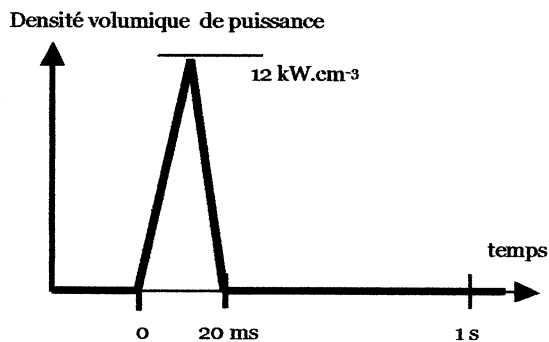
Notons également que le maintien mécanique du conducteur est réalisé à l'aide de ses fils d'amenées de courant rigides (fils d'argent). Si l'ensemble du conducteur s'échauffe et donc se dilate, les fils d'amenées sont responsables de contraintes supplémentaires.

\* Contraintes thermomécaniques intervenant dans la section du conducteur lors de son refroidissement :

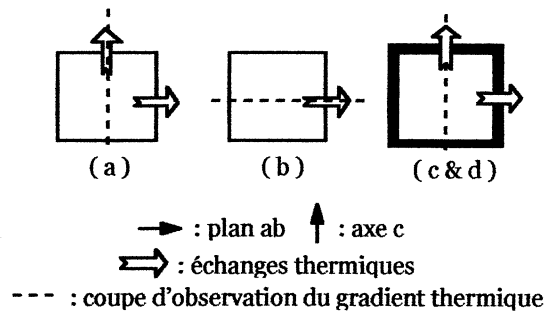
Il a été vu dans le chapitre précédent que durant la récupération du matériau, un gradient thermique apparaît au sein du conducteur. Ce gradient est d'autant plus important que les échanges thermiques avec le bain sont bons et que la conductivité thermique du matériau est mauvaise. Le matériau étant bien plus chaud au cœur du conducteur, cette zone a tendance à être plus dilatée. Une contrainte de cisaillement apparaît entre le cœur du supraconducteur et sa surface et une contrainte de traction est générée à la surface du conducteur. Remarquons que le gradient thermique est plus important suivant l'axe c et donc que la contrainte de cisaillement principale intervient le long des plans ab. La fissuration suivant les plans ab est donc favorisée par l'existence des échanges thermiques entre l'YBCO et le liquide cryogénique.

Une étude numérique thermomécanique réalisée par J.Bach [14] a permis de quantifier la contrainte mécanique induite par ce gradient thermique. Bien que largement dépendants des échanges thermiques entre l'YBCO et l'azote liquide, le niveau des contraintes obtenues est significatif et peut atteindre les limites de rupture du matériau oxygéné. Suite à ce résultat, j'ai cherché à déterminer si une modification de l'environnement du conducteur ne permettrait pas d'améliorer de façon significative les performances du matériau. Pour cela, une diminution du gradient thermique interne est utilisée comme critère d'amélioration. Des modélisations à l'aide du logiciel à éléments finis Flux 2D et similaire à celle décrite dans le chapitre V (§ I-B-3) mais en changeant légèrement l'environnement du conducteur ont été réalisées (figure 10-figure 11).





**Figure 10** : Le logiciel à éléments finis Flux 2D est utilisé pour décrire le comportement du matériau durant son refroidissement. Évolution temporelle de la densité volumique de puissance générée au sein du conducteur. Par soucis de simplification la consigne imposée est linéaire par morceaux. L'échauffement du matériau au bout de 20 ms atteint 70 K.  
Énergie fournie =  $120 \text{ J.cm}^{-3}$



**Figure 11** : Étude de l'influence des échanges thermiques sur le gradient de température généré dans la section du conducteur durant une phase de récupération.

Le coefficient d'échanges thermiques est choisi constant :  $700 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}$ .

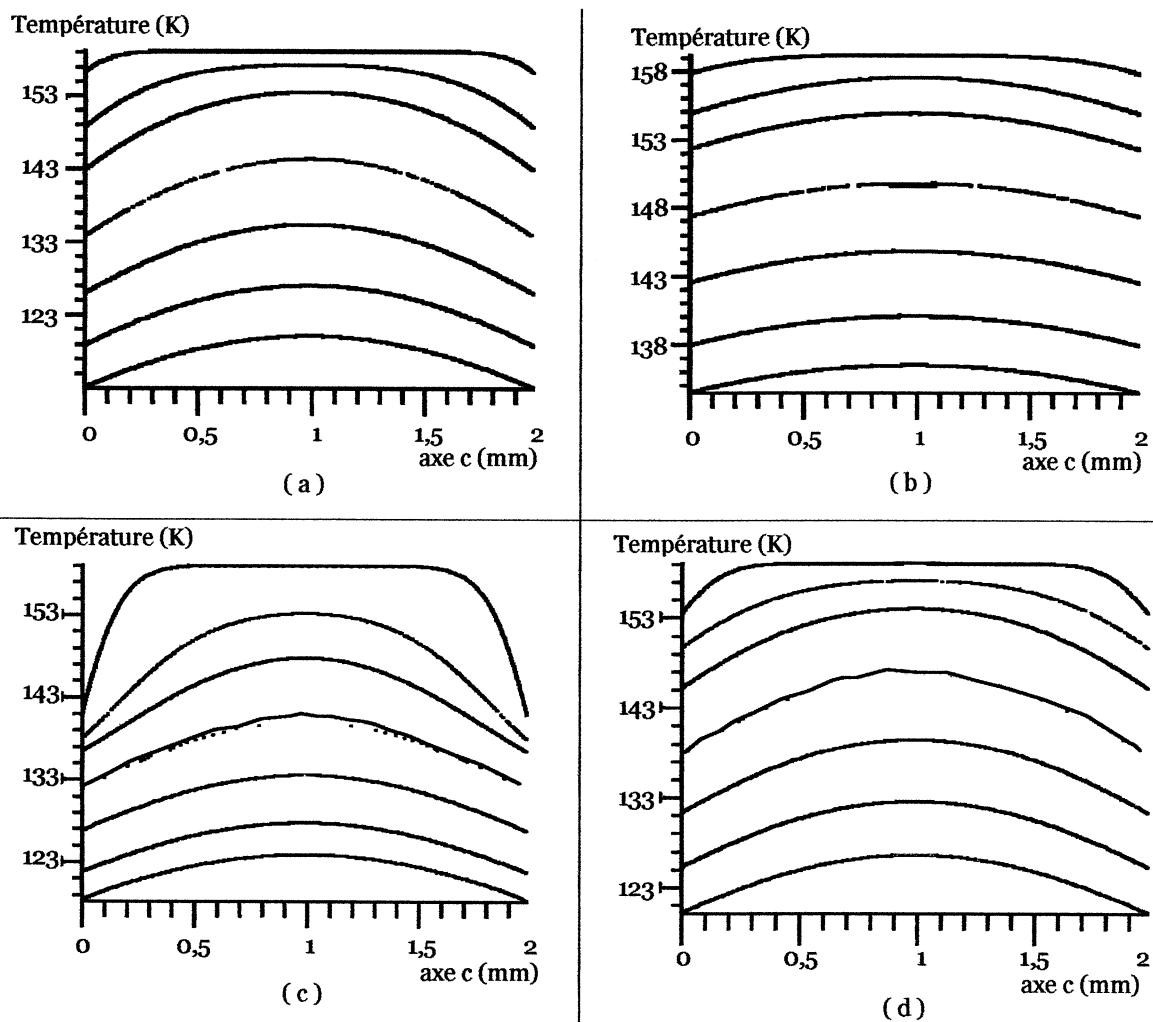
a : Configuration usuelle : les échanges thermiques interviennent de façon isotrope.

b : Cas théorique pour lequel les échanges thermiques suivant c sont rompus.

c & d : Cas où un isolant thermique (épaisseur : 0,1 mm) recouvre totalement l'échantillon

Afin de rendre le comparatif possible, les caractéristiques du matériau et le coefficient d'échange thermique avec l'azote liquide sont identiques. Le cas d'un conducteur YBCO entièrement en contact avec le liquide cryogénique est rappelé (figure 12- a). Si une rupture totale des échanges thermiques suivant l'axe c du matériau était possible (b), le gradient thermique suivant l'axe c disparaîtrait et seul le gradient thermique suivant ab perdurerait. Il est à noter que ce gradient thermique est nettement plus faible suivant cette direction.

Remarquons également que cette configuration ne dégrade pas énormément le temps de récupération du conducteur puisqu'une majorité de l'énergie est évacuée suivant la direction ab ( $k_{ab} \approx 5 * k_c$ ). En pratique un isolant thermique devrait être déposé à la surface du matériau (c & d). L'effet introduit par le dépôt de 2 matériaux différents est analysé. Le premier est un mauvais conducteur thermique mais possède une capacité calorifique usuelle (c). L'effet escompté n'est pas obtenu car, malgré sa mauvaise conductivité thermique, l'énergie emmagasinée au voisinage du conducteur est suffisante pour que le flux de chaleur soit transitoirement très important. Ce point de vue est confirmé en analysant les résultats obtenus lorsque la capacité thermique de l'isolant est beaucoup plus faible (d). Le gradient thermique est alors nettement plus faible que celui obtenu dans la configuration (c).



**Figure 12 :** Résultats de la modélisation du refroidissement d'un conducteur massif. Profil de température lorsque le flux de puissance échangée est fixé à  $0,7 \text{ W.cm}^{-2}$ . À l'issue du chauffage, la température vaut approximativement 160 K. Profil représenté aux instants 20 ms, 100 ms, 200 ms, 400 ms, 600 ms, 800 ms, 1s.

- a : Profil de température suivant l'axe c lorsque le coefficient d'échange est isotrope. Le gradient thermique le plus important apparaît suivant l'axe c.  $\Delta T \approx 10 \text{ K}$
- b : Cas où les échanges suivant l'axe c sont nuls. Le seul gradient thermique intervient suivant la direction ab.  $\Delta T \approx 2-3 \text{ K}$
- c : Profil de température suivant l'axe c lorsque le conducteur YBCO est recouvert ( $e = 0,1 \text{ mm}$ ) d'un isolant thermique dense :  $cp = 2.10^6 \text{ J.cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $k_{TH} = 0,2 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $\Delta T \approx 18 \text{ K}$
- d : Profil de température suivant l'axe c lorsque le conducteur YBCO est recouvert ( $e = 0,1 \text{ mm}$ ) d'un isolant thermique moins dense :  $cp = 0,2.10^6 \text{ J.cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $k = 0,2 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $\Delta T \approx 8 \text{ K}$

En conclusion, vu les ordres de grandeurs des contraintes obtenus, il est possible que le gradient thermique dans la section du conducteur soit responsable d'une dégradation de celui-ci. La meilleure solution pour résoudre ce problème serait de diminuer la dimension du conducteur suivant l'axe c. Pour des raisons techniques cette solution me semble difficilement envisageable pour un matériau découpé à partir d'une pastille mono domaine. Une solution pourrait consister à déposer un isolant thermique dynamique (faible cp, faible k) comme par exemple un mousse polymère. Cette solution a été testée sur un méandre issu du démonstrateur. Des résultats un peu meilleurs ont été observés mais il est impossible d'affirmer que l'isolation thermique ait contribué à ce gain. En effet, les performances du matériau peuvent être très variables d'un conducteur à l'autre et il est possible que le conducteur étudié ait été de meilleure qualité que les autres échantillons testés sans isolant thermique.

#### Dilatation thermique différentielle entre la phase $Y_{123}$ et la phase $Y_{211}$ :

Nous avons vu dans le chapitre I que la phase  $Y_{211}$  possède un coefficient de dilatation différent de la phase  $Y_{123}$ . Cet aspect introduit l'apparition de micro-failles durant le procédé de synthèse du conducteur. Il est probable que ce problème intervient durant la transition du conducteur composite et que la dilatation différentielle des inclusions de phase verte par rapport à la phase supraconductrice contribue à l'émergence et la propagation de ces failles durant la récupération thermique du supraconducteur. Ce problème est fondamental, mais sa résolution sort de mon domaine de compétences.

## **IV. Conclusion**

Ce chapitre a tout d'abord permis de décrire l'un des démonstrateurs réalisés et testé au sein du CNRS. La limitation de courant de défaut a finalement été vérifiée pour un dispositif 1 kV / 100 A. Un certain nombre d'échantillons s'est rapidement détérioré durant ces essais alors que ceux-ci avaient initialement fait l'objet d'une présélection dans des conditions similaires en températures. Ceci peut-être justifié par l'augmentation de la longueur du dispositif et donc de la disparité des caractéristiques supraconductrices ( $J_c$ ) des conducteurs utilisés (cf. Chapitre IV). Une analyse des détériorations observées a ensuite été proposée. Ces détériorations sont imputables au problème de dilatation thermique différentiel macroscopique (gradient thermique) et structurel (matériau composite). Remarquons que l'analyse des détériorations est compliquée par le fait que les essais soient destructifs (l'information de la limite avant dégradation est recherchée) et que les échantillons soient de caractéristiques inégales.

## Bibliographie :

- [1] X.Granados, X.Obradors, T.Puig, E.Mendoza, V.Gomis, S.Pinol, L.Garcia-Tabares, J.Calero ; "Hybrid Superconducting Fault Current Limiter Based on Bulk Melt Textured YBCO Ceramic Composites " ; IEEE Trans. Appl. Supercond. (1999) , p 1308
- [2] X.Granados, T.Puig, J.Teva, E.Mendoza, X.Obradors ; "Quench behavior of the switching elements of a hybrid HTSC current limiter" ; IEEE Trans.Appl.Supercond. vol11, n°1, pt2, Mars 2001, p2406
- [3] X.Granados ; "Test of the Hybrid Limiter" ; Communication interne - Mid Term Meeting - Projet BYFAULT - Juillet 2000
- [4] X.Obradors, T.Puig, E.Mendoza, J.Plain, J.Figueras, X.Granados, A.E.Carrillo, E.Varesi, F.Sandiumenge, P.Tixador ; "Tuning the critical currents in bulk MTG YBCO for current limiting devices" ; Supercond. Sci Technol. 13 (2000) p879
- [5] E.Floch, D.Buzon, D.Isfort, L.Porcar, X.Chaud, P.Tixador, D.Bourgault, R.Tournier ; "Current limitation based on bulk YBaCuO meanders", Cryogenics, vol.41, no.8 ;Aug. 2001 ; p531
- [6] D.Isfort ; "Croissance de grands domaines d'YBCO et limitation de courant" ; 8 Avril 02 ; Mémoire de thèse soutenue au sein de l'Université J.Fourier / Spécialité : Sciences et Génie des Matériau / Laboratoire de cristallographie - CRETA
- [7] Grace NV, Nijverheidsstraat 7, 2260 Westerlo, Belgique
- [8] Apiezon products Limited, 8 York road, London SE1
- [9] Epotechny, 79 rue A.Briand, 92300 Levallois-Perret, France
- [10] Laboratoire d'Electrostatique et de matériaux Diélectriques ; 25 av. des Martyrs 38000 Grenoble
- [11] Schneider Electric, Usine A3, rue H.Tarze, 38050 Grenoble Cedex 9
- [12] F.Yu, K.W.White, R.Men ; "Mechanical characterization of top-seeded melt-textured  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystal" ; Physica C, 276 (1997), p295
- [13] M.Kuhn,A.Heinrich, B.Schey, W.Biegel, K.Numsen, H.Kinder, B.Stritzker ; "Magneto-optical Investigations of Large Transport Currents in YBCO Thin Films" ; IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol11, N°1, Mars 2001
- [14] J.Bach ; "Contribution to the specification : Thermo-mechanical constraints and response time " ; Rapport d'activité Schneider Electric - Service recherche Matériaux / Grenoble - 15/04/01



# Conclusion

---

Ce mémoire rend compte d'une partie des efforts menés au sein du CNRS CRTBT-LEG et CNRS CRETA en vue de l'utilisation de matériaux supraconducteurs HTc pour la limitation résistive de courants de défaut. L'utilisation d'un tel dispositif serait particulièrement intéressante pour l'interconnexion des réseaux de distribution électrique. L'ensemble des travaux de caractérisation et des tests expérimentaux montrent que l'utilisation de ces matériaux peut constituer une solution efficace pour l'application visée.

Afin d'améliorer l'efficacité de la limitation de courant, la transition du supraconducteur doit être rapide ce qui nécessite l'utilisation de conducteurs ayant une densité de courant critique relativement élevée (au moins supérieure à 40 A.mm<sup>2</sup>). Afin de diminuer les risques de dégradation locale (par 'hot spot'), la densité de courant critique doit cependant être limitée en valeur supérieure. La valeur de la densité de courant critique maximale d'auto-protection est dépendante de la qualité du conducteur utilisé et de la contrainte thermique que le dispositif devra absorber.

Les principaux points décrits dans ce manuscrit sont les suivants.

Une comparaison des différents supraconducteurs HTc (conducteurs frittés, texturé multi-grains, texturés mono domaine et couches minces) pour la limitation de courant est en premier lieu réalisée. Le concept de limitation de courant est validé pour chacun de ces conducteurs. Les éléments polycristallins sont caractérisés par une densité de courant critique modérée et donc une transition douce. Ce point constitue la principale faiblesse de ces conducteurs pour la limitation de courant. Les conducteurs 'couche mince' possèdent de très bonnes performances électriques (champ électrique élevé) et dynamiques (transition, récupération). Le prix de ces éléments constitue néanmoins un inconvénient majeur en vue de la réalisation d'un dispositif de forte puissance. De nouvelles technologies de fabrication beaucoup plus économiques (IBAD, RABIT) devraient rendre cette solution viable. Le matériau YBCO mono domaine a été caractérisé à haute température. L'utilisation de ce matériau peut être envisagée, mais de nets progrès quant à l'homogénéité du conducteur et à sa tenue mécanique devront être obtenus.

Des modélisations numériques ont été réalisées et ont permis de quantifier l'effet des hétérogénéités centimétriques du matériau YBCO sur un limiteur de courant haute tension. D'autres modélisations réalisées à partir d'un logiciel à élément finis (FLUX) ont permis de montrer que la prise en compte de la loi  $E(J)$  d'un matériau supraconducteur n'a que peu d'influence sur la vitesse de propagation d'un front de transition.

Une étude de la transition dans les matériaux supraconducteurs massifs a également été réalisée. C'est en effet ce changement d'état qui permet de réaliser la fonction "limitation de courant". Une meilleure connaissance des mécanismes régissant la transition a donc été recherchée. Ce problème reste à ce jour très complexe car il fait intervenir un changement d'état magnétothermique et des mécanismes de diffusion magnétique et thermique. L'étude menée a permis en particulier de mettre le doigt sur l'importance des échanges thermiques entre le matériau supraconducteur et son environnement cryogénique. Les échanges thermiques latéraux sont d'une part responsables de contraintes mécaniques au sein du matériau (durant la récupération thermique après transition) mais également d'une modification de la réponse électrique du conducteur durant sa transition. Sachant que l'évacuation de l'énergie reste quand même modérée à la naissance de la transition, les résultats expérimentaux peuvent être justifiés si l'énergie dissipée est générée localement, soit suivant la longueur du conducteur (homogénéité de la transition), soit suivant sa section (énergie dissipée principalement à la périphérie du conducteur).

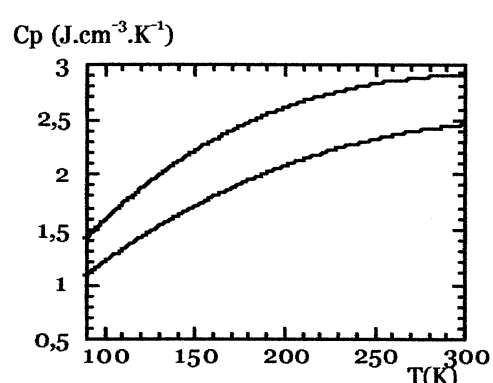
Enfin les résultats concernant le démonstrateur 1kV/100A réalisé dans le cadre du projet européen BYFAULT ont été présentés et analysés. Ces essais ont montré que le comportement du matériau supraconducteur peut être extrapolé à un niveau de tension considéré comme représentatif pour les concepteurs de réseaux électriques. Les dégradations obtenues s'avèrent être dues aux dilatations thermiques différentielles intrinsèque de la céramique composite utilisée (inclusion de phase  $Y_{211}$ ) et aux dilatations thermiques extrinsèques (existence de zones qui s'échauffent beaucoup moins (virages, amenées de courant) et gradient thermique durant le refroidissement du matériau).

À ce jour les principaux défauts des conducteurs mono domaines envisagés proviennent d'une part du matériau lui-même qui est une céramique relativement fragile et d'autre part des procédés de synthèse qui ne sont pas encore parvenus à maturité technologique. L'homogénéité de ces conducteurs est à ce jour insuffisante en vue de la réalisation d'un dispositif industriel de forte puissance. Les principales contraintes imposées au matériau durant sa transition et sa récupération sont de nature thermomécaniques. Dans le cas des matériaux texturés et afin d'améliorer les caractéristiques du dispositif en régime assigné (niveau de pertes), en régime de limitation et de récupération, il se dégage de cette analyse que les techniques de fabrication doivent s'orienter vers des géométries de faible dimension suivant l'axe c du matériau.

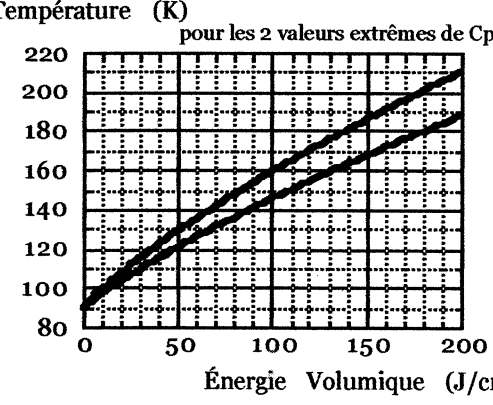
# Annexes

## Élévation de Température du matériau YBCO en fonction de l'énergie volumique fournie (Tinitiale : 90 K)

Température (K)	Énergie volumique [J/cm <sup>3</sup> ] (Cp <sub>min</sub> )	Énergie volumique [J/cm <sup>3</sup> ] (Cp <sub>max</sub> )	
90	0.00	0.00	
95	5.5	7.20	
100	11.2	14.8	
105	17.3	22.8	
110	23.7	31.2	
115	30.3	39.9	
120	37.2	49.0	
125	44.4	58.4	
130	51.8	68.1	
135	59.5	78.2	
140	67.4	88.5	
145	75.5	99.1	
150	83.9	110	
155	92.5	121	
160	101	132	
165	110	144	
170	120	156	
175	129	168	
180	138	180	
190	158	205	
200	178	231	
210	199	257	
220	221	284	
230	243	311	



Température (K)  
pour les 2 valeurs extrêmes de Cp



Estimation de la température du conducteur YBCO en fonction de l'énergie volumique fournie. La température initiale est de 90 K. L'estimation est obtenu a partir des grandeurs extremes issues de la littérature.

Sources :

- Comment on condensed matter physics, Vol14, N°2, p 65, 1988
- M.Ikebe et al ; "Anisotropic Thermal Diffusivity and Conductivity of YBCO(123) and YBCO(211) Mixed Crystals"; Jpn.J.Appl.Phys. Vol.33(1994), p4965 et 6157

Capacité calorifique encadrée par les deux fonctions polynomiale sur l'intervalle [77 K ; 300 K] :

$$Cp_{max} [J.cm^{-3}.K^{-1}] = -0,66 + 0,03*T - 8,3.10^{-5} *T^2 + 7,8.10^{-8} *T^3$$

$$Cp_{min} [J.cm^{-3}.K^{-1}] = -0,35 + 0,019*T - 4,1.10^{-5} *T^2 + 2,6.10^{-8} *T^3$$

Conductivité thermique constante [90 K ; 300 K] :  $k_{ab} \approx 10 W.m^{-1}.K^{-1}$  ;  $k_c \approx 2 W.m^{-1}.K^{-1}$



## Conduction thermique en régime transitoire

L'objectif de ce petit développement est d'estimer à quel moment la rupture des échanges thermiques avec le bain d'azote est susceptible d'influer sur la transition du matériau supraconducteur. Les justifications physiques de ce calcul sont issues de la littérature [1], [2]. Les développements analytiques permettant d'estimer l'évolution des échanges thermiques en régime dynamique sont issus de l'ouvrage de H.S.Carslaw [3].

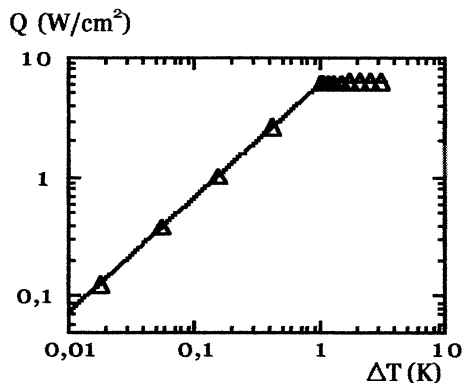
Soit un demi-espace limité par un plan et dont la température de surface évolue suivant la forme :  $T_s = \beta \cdot t^{n'/2}$

Dû au phénomène de conduction thermique, la température à une distance  $x$  du plan évolue suivant la loi :

$$T(x) = \beta \cdot \Gamma\left(\frac{n'}{2} + 1\right) \cdot (4t)^{\frac{n'}{2}} \cdot i^n \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_{Th}t}}\right) \quad (1)$$

La transition d'un matériau supraconducteur est très rapide. On suppose en premier lieu que les échanges thermiques induits sont faibles devant l'échauffement du conducteur. La température de l'YBCO peut alors être estimée à partir de la puissance dissipée dans le matériau. La conductivité thermique de l'azote liquide ( $k = 0,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) étant négligeable devant la conductivité thermique de l'YBCO ( $k_{ab} = 10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), on suppose que la température du matériau supraconducteur est durant cette phase totalement uniforme. L'hypothèse réalisée est bien évidemment grossière mais nécessaire pour réaliser une approche analytique. Ce dernier point suppose que les pertes résistives sont volumiquement uniformes durant la transition. Le modèle électrique du supraconducteur utilisé suit une loi de puissance ( $n = 11$  ;  $J_c = 30 \text{ A}/\text{mm}^2$ ) puis celui d'un matériau 'normal'. En fixant la loi de variation du courant injecté dans le conducteur ( $J = \alpha \cdot t$ ), il est alors possible de calculer l'échauffement du matériau YBCO ( $\beta$  et  $n'$ ). La dérivation spatiale de l'équation (1) permet finalement de calculer le flux thermique évacué dans l'azote liquide à tout instant. Ce calcul donne par exemple durant la phase initiale :

$$\Delta T = \frac{E_0 \cdot \alpha^{12} \cdot t^{13}}{J_c^{11} \cdot 13 \cdot c_{pYBCO}} ; \Phi_T(0) = \frac{E_0 \cdot \alpha^{12}}{J_c^{11} \cdot 13 \cdot c_{pYBCO}} \cdot \frac{k_{N_2}}{\sqrt{D_{Th-N_2}}} \cdot \frac{25}{2} \cdot t^{12,5} \quad (2)$$



**Figure 1 :** Évolution des échanges thermiques et de l'échauffement d'un matériau lors d'un mécanisme de conduction durant un essai de limitation.

Le modèle de la transition est successivement un modèle de puissance ( $n=11$ ) puis le modèle du matériau YBCO dans son état normal.

$J_c : 30 \text{ A}/\text{mm}^2 ; \rho_n : 1,6 \text{ }\Omega\cdot\text{m}$

Rampe de densité de courant :  $3 \cdot J_c$  en 1 ms.

### Bibliographie :

- [1] V.Drach ; "Transient heat transfert from smooth surfaces into liquid nitrogen" ; Cryogenics, 36 (1996), p263
- [2] A.Sakurai ; "Mechanisms of transitions to film boiling at CHF's in subcooled and pressurised liquids due to steady and increasing heat inputs" ; Nuclear Engineering and design 197 (2000) p301
- [3] H.S.Carslaw, J.C.Jaeger ; "Introduction of heat in solids" ; Oxford University Press 1959, p63 et annexes

## Consigne de Courant et Loi de Puissance

La réponse électrique d'un supraconducteur peut être étudiée en imposant différentes consignes de courant de transport. Le dispositif expérimental le plus précis au sein du CRETA consiste à imposer une rampe de courant. Cette solution possède le désavantage d'introduire un échauffement du matériau pouvant devenir prépondérant pour les niveaux de champ électriques importants, pour les rampes de faible pente et lorsque la température d'emploi est élevée. L'objectif de ce paragraphe est de pouvoir estimer l'influence de cet échauffement sur la réponse électrique du supraconducteur.

### Hypothèses :

$$E = E_0 \left( \frac{I}{I_c} \right)^n \quad : \text{La réponse instantanée du conducteur est gouverné par une loi de puissance.}$$

$$I_c = I_{c\text{ref}} + K \cdot T_{\text{ref}} - K \cdot T = A - K \cdot T \quad : \text{Le courant critique évolue linéairement avec la température.}$$

$$I = \beta \cdot t ; dI = \beta \cdot dt \quad : \text{Le courant évolue linéairement avec temps}$$

La transformation se fait dans des conditions adiabatiques

### Développements :

Dans ces conditions, la puissance dissipée au sein du matériau vaut :

$$P_j \cdot dt = E \cdot J \cdot dt = \frac{E_0}{S} \cdot \left( \frac{I^{n+1}}{I_c^n} \right) \cdot dt = C_p \cdot dT \quad (1)$$

En tenant compte de l'évolution de  $I_c(T)$  et par intégration on obtient :

$$\int_0^I E_0 \cdot I^{n+1} \cdot dI = \int_{T_{\text{ref}}}^T C_p \cdot S \cdot \beta \cdot (A - K \cdot T)^n \cdot dT \quad (2)$$

$$\frac{E_0}{S \cdot \beta \cdot (n+2)} \cdot I^{n+2} = - \frac{C_p}{K \cdot (n+1)} \cdot \left[ (A - K \cdot T)^{n+1} \right]_{T_{\text{ref}}}^T = - \frac{C_p}{K \cdot (n+1)} \cdot (I_c(T)^{n+1} - I_c(T_{\text{ref}})^{n+1}) \quad (3)$$

Lorsqu'une rampe de courant est imposée, cette expression permet d'estimer l'évolution instantanée de  $I_c$  dû au chauffage du matériau. Cette grandeur ne nous intéresse pas directement mais permet d'estimer la loi  $E(I)$  du conducteur lorsqu'une rampe est imposée. On obtient finalement :

$$E = E_0 \cdot \frac{I^n}{I_c(T_{\text{ref}})^n} \cdot \frac{1}{\left( 1 - \frac{E_0 \cdot K \cdot (n+1)}{C_p \cdot S \cdot \beta \cdot (n+2) \cdot I_c(T_{\text{ref}})^{n+1}} \cdot I^{n+2} \right)^{\frac{n}{n+1}}} \quad (4)$$

Lorsque le second terme du dénominateur est négligeable devant 1, on obtient (à l'aide d'un développement limité au premier ordre) l'expression suivante :

$$E \approx E_0 \cdot \frac{I^n}{I_c(T_{\text{ref}})^n} + \frac{E_0^2 \cdot K \cdot n \cdot I_c(T_{\text{ref}})}{C_p \cdot S \cdot \beta \cdot (n+2)} \cdot \left( \frac{I}{I_c(T_{\text{ref}})} \right)^{2n+2} \quad (5)$$

## Longueur de Transfert

L'objectif de ce paragraphe est de décrire le modèle utilisé permettant de caractériser le transfert du courant de l'amenée en argent vers le matériau supraconducteur.

Le système étudié est constitué d'un matériau supraconducteur massif sur lequel un dépôt d'argent est déposé (figure 1). Soit une portion de conducteur  $dx$  :

Dans le cas où le matériau étudié est dans l'état supraconducteur, sa résistance est négligée.

L'argent déposé quant à lui introduit une résistance :

$$R_{ag} = \frac{\rho_{ag} \cdot dx}{e_{ag} \cdot p} \quad (1)$$

Lors des différents recuits, ces deux matériaux réagissent et donnent naissance à une couche résistive d'interface. Cette couche introduit entre le matériau supraconducteur et l'argent une résistance :

$$R_c = \frac{r_c}{p \cdot dx} ; \text{ où } r_c \text{ est la résistance de contact } (\Omega \cdot m^2) \quad (2)$$

L'écriture des équations de l'électrocinétique appliquées au problème (figure 2) permet d'obtenir l'équation différentielle régissant l'évolution spatiale du courant circulant dans l'argent :

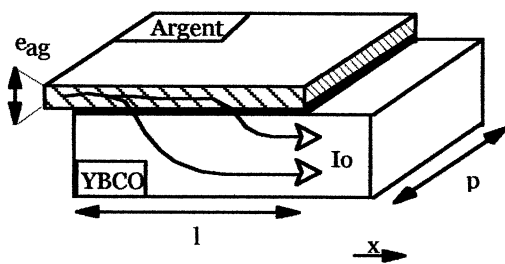
$$\frac{d^2 I}{dx^2} - \frac{I}{\lambda^2} = 0 \quad \text{avec} \quad \lambda = \sqrt{\frac{r_c \cdot e_{ag}}{\rho_{ag}}} \quad (3)$$

Les variables  $I(x)$  et  $U(x)$  sont finalement décrites par les équations suivantes :

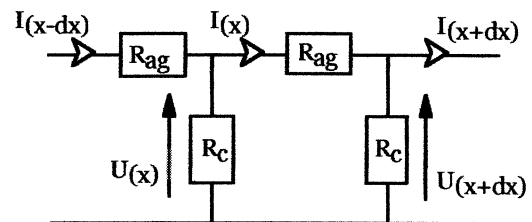
$$I(x) = I_0 \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{l-x}{\lambda}\right)}{\text{sh}(l/\lambda)} ; \quad U(x) = \frac{I_0 \cdot \rho_{ag} \cdot \lambda}{e_{ag} \cdot p} \cdot \frac{\text{ch}\left(\frac{l-x}{\lambda}\right) - \text{ch}\left(\frac{l}{\lambda}\right)}{\text{sh}(l/\lambda)} \quad (4)$$

Par approximation, nous retiendrons que  $I(x)$  et  $U(x)$  décroissent de façon exponentielle. Ce modèle ne tient pas compte des échauffements induits et des éventuels mécanismes diffusifs au sein du supraconducteur.

Le raisonnement réalisé précédemment peut également être mené dans le cas où le matériau supraconducteur a totalement transité. Dans ce cas les rôles sont inversés car la céramique supraconductrice est bien plus résistive que l'argent. Le transfert du courant se fait finalement à l'autre extrémité de l'amenée de courant. On peut alors définir la longueur  $\lambda_{TR} = (r_c \cdot e_{YBCO} / \rho_{YBCO})^{0.5}$ . Une rapide application numérique nous informe que  $\lambda_{TR}$  est inférieure au millimètre pour l'YBCO. Ce résultat est néanmoins entaché d'une forte incertitude car il ne tient pas compte de l'anisotropie électrique de la céramique YBCO et de l'échauffement alors non négligeable. Cet échauffement local est responsable d'une redistribution des lignes de courant.



**Figure 1 :** Transfert de courant entre l'amenée de courant en argent et le matériau supraconducteur.



**Figure 2 :** Schéma électrique discontinu du problème étudié permettant d'accéder à la relation (3).





---

## RESUME en français

Ce mémoire traite de la limitation de courant à partir de supraconducteurs HTc. L'utilisation de la transition naturelle d'un état supraconducteur vers un état dissipatif est envisagée pour limiter les courants de défaut sur les réseaux de distribution électrique. Cette application de la supraconductivité est très prometteuse puisque aucune solution conventionnelle ne réalise cette fonctionnalité pour la haute tension. Le gain réalisé par l'installation de limiteurs de courant serait une densification des réseaux électriques et une amélioration de la qualité de l'énergie distribuée. Cette étude se scinde en deux points. Le premier concerne l'étude expérimentale du comportement de différents matériaux supraconducteurs HTc pour la limitation de courant. Cette caractérisation a été menée en régime nominal alternatif (mesures des pertes) et en régime de défaut. Dans le cadre de cette étude, le matériau YBCO mono domaine a fait l'objet d'une analyse approfondie à haute température. Un travail de modélisation numérique visant à prédire les conséquences d'une transition inhomogène et à estimer les pertes en régime assigné a également été mené. Afin de valider la faisabilité d'un appareillage haute tension, un démonstrateur 1 kV / 100 A constitué de 43 méandres d'YBCO texturé a été testé à une température de 90,5 K. Cette étude s'est également focalisée sur la dynamique de la transition des matériaux supraconducteurs. Nos expériences semblent montrer que la transition est plus homogène au voisinage de  $T_c$ . Cette observation est principalement justifiée par la faible valeur de  $J_c$  au voisinage de  $T_c$ , par des considérations thermiques (meilleure propagation du front de transition) et magnétiques (ancrage magnétique et mécanisme avalancheux de la transition différents près de  $T_c$ ). Des résultats expérimentaux mettent également le doigt sur l'importance des échanges thermiques latéraux sur la transition des supraconducteurs. L'analyse menée montre que l'énergie dissipée au sein du matériau étudié semble l'être de façon localisée.

---

## TITRE en anglais

Fault current limitation with HTc superconductors

---

## RESUME en anglais

This report deals with the possibility to use HTc superconductors for current limitation. The transition from a superconductive to a high dissipative state could be used to limit inrush currents. This application of superconductivity is very attractive because it's an innovative device for electrical networks without any conventional equivalence at high voltage. This device would allow to improve the density of connections and the continuity of the electrical distribution. This study can be divided into two fields. The aim of the first one is to analyse the behaviour of different HTc superconductors for current limitation. We carried out experimental measurements to characterise those conductors during a nominal AC rating (measurement of losses) and during a fault setting. Particularly, a description of the transition in bulk textured YBCO samples near  $T_c$  was made with a pressurised bath of liquid nitrogen. Different modelling were also done to predict consequences of an inhomogeneous transition of the device and to estimate its losses. Finally, a 1 kV / 100 A demonstrator made of 43 meanders of textured YBCO was tested at 90,5 K. Thermal gradients seem to be responsible of the altering of some of the samples. The other part of this study concerns the dynamic of the transition. Near  $T_c$ , our experiments showed that the transition is more homogeneous. Experimental measurements also showed the influence of thermal exchanges with the cryogenic surrounding on the transition. This point can be justified if the dissipated energy is locally concentrated.

---

## SPECIALITE

Génie Electrique

---

## MOTS – CLES

**Limiteur de courant, supraconducteur HTc, transition, pertes, diffusion thermique, échanges thermiques**  
**Fault current limiter, HTc superconductors, transition, losses, thermal diffusion, thermal exchanges**

---

## INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE :

Centre de recherches sur les très basses températures (CNRS)  
25 Avenue des Martyrs, BP 166  
38042 GRENOBLE cédex 9

Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble  
Rue de la Houille Blanche – BP 46  
38 402 St Martin d'Hères